DIE NATURWISSENSCHAFTEN

Fünfzehnter Jahrgang | 23. September 1927 | Heft 38

The Internal Constitution of the Stars[1].

Randbemerkungen von R. EMDEN, München.

„It would be hard to say whether the star or the electron is the hero of our epic." Mit diesen wenigen Worten der Vorrede kennzeichnet EDDINGTON trefflich den Grundton seines Werkes und zugleich die Grundlagen, auf welcher sich die neuere Astrophysik aufbaut. Dies erläuternd, seien die folgenden Bemerkungen dem neuen Buche als aufrichtiges Willkommen dargebracht. Denn der gewaltige, mannigfach verzweigte Stoff ist hier nach Form und Inhalt mit so vollkommener Beherrschung, und sagen wir, Lokalkenntnis dargestellt, wie sie nur dem Wegmacher in neu aufgeschlossenem Gebiete zur Verfügung stehen, nicht aber denjenigen, der auf bereits gebahnter Straße dahinzieht. Dies zeigt sich namentlich, wenn die Darstellung in Gebiete führt, wo die Frage auftaucht: Wie weiter? Dabei werden, wie auch in den Werken von H. POINCARÉ vielfach üblich, bekannte Ausgangspunkte der theoretischen Physik nicht einfach übernommen, sondern, ich greife nur als Beispiele heraus die Behandlung der Strahlung, die Gesetze von PLANCK und WIEN (E. Kap. II), die Quantentheorie (E. Kap. III), die Ionisations- und Anregungszustände mit ihren verschiedenen Gewichten (E. Kap. X), auf selbständige Art neu entwickelt. Forscher und Lehrer werden hier vielfach Gedanken und Entwicklungen antreffen, die sie ihrem eisernen Gedächtnisbestande einverleiben werden, und auch der Feinschmecker wird reichlich auf seine Rechnung kommen.

1. „Das Innere eines Sternes!" Welche Vermessenheit, das Innere eines Sternes auskundschaften zu wollen, da doch die einzige Sonde, die uns zur Verfügung steht, der Sehstrahl, bereits in den äußersten Schichten abgequetscht wird. Wissen wir doch nicht einmal annähernd befriedigend, was sich nur in 200—300 km Tiefe unter unseren Füßen abspielt. Zwischen beiden Fällen besteht aber ein fundamentaler Unterschied. Die Erdkruste schließt das Innere beinahe hermetisch nach außen ab, aus der Tiefe des Gasballes aber bricht durch Srahlung ein gewaltiger Energiestrom aus, und die äußeren, der Beobachtung zugänglichen Schichten haben sich auf Strahlungsgleichgewicht, d. h. der Art eingestellt, daß sie denselben in stationärem Zustande befördern können. Nicht weil die effektive Temperatur der Sonne rund 6000° beträgt, bemißt sich die Solarkonstante zu 2 cal/qcm/min, sondern weil dem Sonneninneren Strahlung entströmt, in Erdentfernung von angegebener Stärke, wird den äußeren Schichten diese effektive Temperatur aufgezwungen. Aber auch die Sternspektren sind nichts Primäres, sondern verraten uns das Etappensystem der nach außen marschierenden Lichtquanten. Die grundlegende Bedeutung dieses Energiestromes hat zuerst EDDINGTON klar erkannt, ihn als Ariadnefaden aufgegriffen zu haben, der in die Tiefen leitet, ist sein eigentliches Verdienst.

2. Strahlung will optisch und dynamisch betrachtet werden. Wir behandeln zuerst die letztere Seite. Daß sie vorhanden, hat bekanntlich erstmals MAXWELL wahrscheinlich, EINSTEIN anschaulich gemacht. Wir bringen im Inneren des bekannten Hohlraumstrahlers eine vollkommen leere, innen vollkommen spiegelnde, also auch strahlungsleere Manometerkapsel an. Der Druck, den sie mißt, ist bekanntlich (E. Gl. 30,3).

$$p_s = \frac{a}{3} T^4 \text{ Dyn/qcm} \qquad a = 7{,}6 \cdot 10^{-15} \text{ Erg/ccm.} \quad (1)$$

Wir verschließen die Öffnung des Strahlers mit einem Zapfen und berechnen den Druck, mit welchem wir denselben sichern müssen. Die Kleinheit von a bewirkt, daß wir selbst bei $T = 1000°$ nur einen Gegendruck von 10^{-9} Atm. anwenden müssen. Allein T geht in 4. Potenz ein, und eine Steigerung auf $T = 10^6$, eine für das Sterninnere sehr mäßige Temperatur, erzwingt bereits 2500 Atm. Gegendruck; und für Temperaturen von 40 Millionen Grad, wie sie im Inneren der Zwergsterne wahrscheinlich sind, haben wir Strahlungsdrucke von 25 Millionen Atm. zu erwarten. Der Zapfen freigegeben, würden Lichtquanten in ungeheuerer Stromdichte mit Lichtgeschwindigkeit ausbrechen. Auf gleiche Weise würden die im Sterninneren aufgestapelten Lichtquanten explosionsartig entweichen, wenn ihre Stromdichte (nicht Geschwindigkeit) bei Durchsetzen der Sternmaterie durch einen noch näher zu schildernden Absorptionsprozeß nicht herabgesetzt würde (E. Kap. V). Um einen Strahlungsstrom von der Intensität l zu befördern, ist ein Gradient des Strahlungsdruckes erforderlich:

$$l = -\frac{c}{k\varrho} \frac{\partial p_s}{\partial x}, \quad (2)$$

ϱ die Dichte, k der Absorptionskoeffizient, über dessen fundamentale Bedeutung noch zu sprechen sein wird. Allein, wie hängt dies p_s mit dem oben definierten $p_s = \frac{a}{3} T^4$ zusammen? Denn diese letztere Beziehung gilt doch nur für ruhende Hohlraumstrahlung. Auch in der Hydrodynamik pflegt man von hydrostatischem und hydrodynamischem Drucke zu sprechen. Die Erörterung dieser Frage gibt uns Gelegenheit, das „Innere" eines Sternes etwas näher zu definieren.

[1] A. S. EDDINGTON, The Internal Constitution of the Stars. Cambridge: University Press 1926. VIII, 407 S. 18 × 27 cm. Preis 25 sh.

3. Wir betrachten am Grunde des Meeres eine Strömung; da wir Reibung (Absorption k) nicht vernachlässigen, muß ein Druckgefälle vorhanden sein, diese aufrecht zu erhalten. An den Enden einer Strecke $A-B$ muß eine Druckdifferenz $p_A - p_B$ wirksam sein. Ist die Strecke AB klein gegen die übrigen Lineardimensionen und die Wassertiefe groß genug, so können wir für viele Zwecke der Anwendung diese Druckdifferenz vernachlässigen und von einem Wasserdruck schlechthin sprechen. Grenzen wir entsprechend im Sterninneren eine kleine Kugel ab, so können wir vielfach von Temperatur- und Druckdifferenzen absehen und einen einheitlichen Strahlungsdruck, entsprechend dem Druck einer Hohlraumstrahlung mittlerer Temperatur, ansetzen. Bei Annäherung an das Äußere des Sternes nimmt die Temperatur (Wassertiefe) ab und kommt die Druckdifferenz gegenüber dem mittleren Druck zur Geltung (E. § 71). Wir sprechen vom „Inneren" eines Sternes, soweit hinaus von dieser Druckdifferenz abgesehen und das p_s der Gleichung (2) durch das p_s der Gleichung (1) ersetzt werden kann. Es ist ohne weiteres einleuchtend, daß sich die Behandlung der äußeren Schichten (E. Kap. XII) ungleich schwieriger gestalten wird. Von einem Drucke der vom Sterne schließlich ausgesandten, den vollkommen durchsichtigen, interstellaren Raum durchsetzenden Strahlung können wir ebensowenig sprechen wie von dem Drucke in einem freien Wasserstrahle; ist sie (prozentisch) spektral gemischt wie schwarze Strahlung, so können wir sinngemäß von der Temperatur ihrer Quellen sprechen; es wäre aber sinnlos, gemäß Gleichung (1) in ihr ein p_s bilden zu wollen.

4. Halten wir in der, dem FOURIERschen Ansatze im Wärmeleitungsproblem sinnverwandten Gleichung (2) die Größe l, bei konzentrischer Schichtung den aus der Teilkugel von Radius r fließenden Energiestrom, zeitlich konstant, so ändert auch der Gradient $\frac{dp_s}{dx}$ seinen Wert nicht; und wird durch geeignete Oberflächenbedingungen für restlosen Abfluß der entwickelten Energie gesorgt, so bleibt auch p_s und damit die Temperatur eines jeden Teilchens infolge der Energiebilanz konstant. Die Bedeutung dieses Zustandes, von ihm Strahlungsgleichgewicht genannt, hat zuerst K. SCHWARZSCHILD (1907) erkannt und seine rein thermische Seite ausgearbeitet; die dynamische Seite hat erstmals BIALOBJEWSKI (1913) entwickelt. Das Verdienst, beide Seiten zu einer neuen Statik der Gaskugeln zusammengeschweißt zu haben, gebührt EDDINGTON (1916). (E. Kap. V.)

5. Eine jede Schicht der Gaskugel wird getragen durch Impulsabgabe der materiellen Bausteine (Gasdruck p) und den Impuls der Lichtquanten (Strahlungsdruck p_s) der nächsttieferen Schicht, die Temperaturen so gewählt, daß Strahlungsgleichgewicht herrscht. Die Theorie der polytropen Gaskugel, welche nur den Gasdruck berücksichtigt, nimmt ihren Ausgangspunkt in einer grundlegenden Arbeit von HOMER LANE (1870) (E. §§ 4—6), die den Aufbau einer isentropen Kugel aus ein- und zweiatomigen Gasen behandelt. In der Geschichte des Problems bildet das Jahr 1907 insofern eine Zäsur, als in meinem Buche „Gaskugeln" das Problem der polytropen Kugel abgeschlossen und gleichzeitig durch K. SCHWARZSCHILD in einer kurzen, grundlegenden Arbeit „Über das Gleichgewicht der Sonnenatmosphäre" die Forschung in neue Bahnen gelenkt wurde. Die von mir neu berechneten Tabellen lieferten für das Sterninnere Dichten von einer Größenordnung, daß sie damals als widersinnig erscheinen mußten; ich selbst hatte sie nur als Hilfsgrößen betrachtet, um die Verhältnisse in den äußeren, der Beobachtung zugänglichen Schichten bequemer darstellen zu können. Es gehört zu den überraschendsten Ergebnissen der EDDINGTONschen Theorie, und darüber wird unten noch zu sprechen sein, diese Dichten als wirklich vorkommend nachgewiesen zu haben, so daß die damals aufgewandte Rechenarbeit eine ungeahnte Belohnung fand. Die neue Theorie der Gaskugel im Strahlungsgleichgewicht, von EDDINGTON im Jahre 1916 aufgestellt und von ihm weiter ausgearbeitet, hat zu den überraschendsten und wichtigsten Ergebnissen der astrophysikalischen Forschung geführt.

6. Der EDDINGTONsche Stern ist bekanntlich (E. § 84) nach einer Polytropen der Klasse $n = 3$ aufgebaut. Diese Polytrope ist vor anderen Polytropen durch eine Eigentümlichkeit ausgezeichnet, deren Folgen vielleicht noch nicht ganz ausgeschöpft sind. Die allgemeine Gleichgewichtsbedingung $dp = -g\varrho\,dr$ wird eindeutig gemacht durch die polytrope Weggleichung $p \sim \varrho^{\frac{n+1}{n}}$, die für vollkommene Gase $p \sim T^{n+1}$ zur Folge hat, $0 \leq n \gtrless \infty$. Die p, v-Ebene ist, wie durch Isothermen und Adiabaten, durch ∞ viele Polytropen ein und derselben Klasse n überdeckt, von denen eine, durch Masse und Radius bestimmte, zum Aufbau dient. Ändert die Gaskugel, etwa infolge des Strahlungsprozesses, ihren Radius, wobei sie aber stets nach derselben Klasse aufgebaut bleiben soll, so legt jedes Teilchen einen thermodynamischen Weg $p \sim \varrho^{\frac{4}{3}}$, Kosmogenide genannt, zurück, in einer Erstreckung, daß im neuen Zustande eine andere der aufgezeichneten Polytropen zur Abbildung gelangt. Für unsere ausgezeichnete Polytrope $n = 3$ aber fallen offenbar Kosmogenide und die zum Aufbau dienende Polytrope zusammen, nur verschiedene Stücke derselben kommen zur Abbildung. Eine Größe, von mir „polytrope Temperatur" genannt, wird unabhängig vom Radius [Gaskugeln, Gleichung (106)] mit der überraschenden Folge: Ändert eine Gaskugel im Strahlungsgleichgewicht ihren Radius, so findet sich an Stelle gleicher Dichte stets dieselbe Temperatur; oder anders formuliert: Die Temperatur eines Teilchens bestimmter Dichte ist durch die Masse der Kugel allein, nicht wie sonst durch Masse und Radius bestimmt. Der Biograph eines Sternes im Strah-

lungsgleichgewicht wird deshalb, ***solange dessen Masse konstant bleibt***, wenig Nennenswertes aufzuzeichnen haben.

7. Die Polytrope $n = 3$ läßt sich nach EDDINGTON (E. §§ 81—83) durch eine ebenso einfache wie kühne Annahme erzwingen. Der tragende Druck P setzt sich aus dem Gasdruck p und dem Strahlungsdruck p_s additiv zusammen und gilt

$$dP = d(p + p_s) = -g\varrho dr. \tag{3}$$

Für p_s gilt die Beziehung (2) und im „Sterninneren" $p_s \sim T^{n+1}$, $n = 3$. Aus (2), (3) folgt

$$dP = \frac{gc}{lk} dp_s. \tag{4}$$

und ein Weiterkommen scheint ausgeschlossen. Mehr wohl der Not gehorchend als innerem Triebe folgend, machte EDDINGTON eine kühne, aber durch den Erfolg glänzend gerechtfertigte Annahme, indem er den Proportionalitätsfaktor kurzerhand konstant setzt, d. h. konstant im Inneren der „vorliegenden" Gaskugel.

$$\frac{gc}{lk} = \text{const} = \frac{1}{1-\beta}, \tag{5}$$

β für das Innere dieses Sternes eine Konstante.

So folgt ohne weiteres

$$P = \frac{1}{1-\beta} p_s + \text{const}. \tag{6}$$

Die Konstante bestimmt sich durch den Strahlungsdruck der äußeren Schichten, der sich nur zu einigen Dynen ergibt und im Sterninnern sich noch weniger bemerkbar macht, wie der Atmosphärendruck in großer Meerestiefe. Dann aber gilt

$$P \sim p_s \sim T^{n+1} \sim \varrho^{\frac{n+1}{n}}, \quad n = 3 \tag{6a}$$

und lassen wir noch eine durch $P = 0$ ausgezeichnete Oberfläche zu (eine Annahme, für das „Innere" ohne Bedeutung), so ergibt sich als Endprodukt eine polytrope Gaskugel von der Klasse $n = 3$. Und die weitere Untersuchung zeigt: Alle für eine Gaskugel vom Molekulargewicht m bei Aufbau nach der Polytropen $n = 3$ für p, ϱ, T geltenden Beziehungen gelten unverändert für P, ϱ, T in einer Gaskugel vom Molekulargewicht βm im Strahlungsgleichgewicht. Durch Übernahme der in Betracht kommenden, in den „Gaskugeln" niedergelegten numerischen Ergebnisse ist EDDINGTON glücklicherweise mühsamer Rechenarbeit enthoben und kann seine Aufmerksamkeit ungeteilt der physikalischen Seite des Problems widmen.

8. Es ist vielfach die Ansicht verbreitet, als würde durch Einführung des Strahlungsdruckes der Aufbau eines Sternes (von der Polytropen $n = 3$) wesentlich geändert. Der ganze Unterschied ist aber gegeben durch Ansatz eines Molekulargewichtes βm an Stelle von m (β von der Größenordnung $^1/_2$ bis 1). Für die Capella, aufgebaut nach der Polytropen $n = 3$ (E. § 105), beträgt die Mittelpunktstemperatur $12{,}66 \cdot 10^6$ Grad; Einführung des Strahlungsdruckes ($1 - \beta = 0{,}283$) drückt sie nur auf $9{,}06 \cdot 10^6$ herab. In beiden Fällen beträgt der Druck im Mittelpunkt $6{,}11 \cdot 10^{13}$ Dyn/ccm. Während er aber im ersten Falle reiner Gasdruck ist, setzt er sich jetzt aus Gasdruck $= 4{,}38 \cdot 10^{13}$ Dyn/qcm und Strahlungsdruck $= 1{,}73 \cdot 10^{13}$ Dyn/qcm zusammen. Die Mittelpunktsdichte hat in beiden Fällen denselben Wert 0,1234 g/ccm. Auch beliebig gesteigerte Ausstrahlung ist auf diesen Aufbau ohne Einfluß, nur wird jeweils die Temperatur einer anders gelegenen Schicht gleich der effektiven Temperatur. Durch diese Verhältnisse wird aber weder die praktische noch die theoretische Bedeutung der EDDINGTONschen Theorie im geringsten herabgesetzt. Während bisher die Klasse der Polytropen und damit der Aufbau gänzlich unbestimmt blieb, zeigt sich jetzt, daß von den ∞ vielen polytropen Bauarten nur der Fall $n = 3$ in Betracht kommt. Für die polytrope Kugel können wohl in jedem Falle die Temperaturgradienten rechnerisch bestimmt werden; wie diese aber aufrecht erhalten werden — und Ausgleich derselben würden durch Bildung einer isothermen Kugel, die nicht im Endlichen endigen kann, die Sternmasse zerstreut — bleibt unerklärt. Konvektionsströme durch das ganze Sterninnere hindurch anzunehmen, darf als Verlegenheitshypothese bezeichnet werden. Die EDDINGTONsche Theorie führt sinngemäß Energiequellen ein, welche das Strahlungsgleichgewicht aufrecht erhalten und stellt damit die ganze Fixsternphysik, wie sich zeigen wird, auf eine neue Basis.

9. *Die Eddingtonsche Theorie steht und fällt mit der Annahme* $\frac{gc}{lk}$ *unabhängig von* r, einer auf den ersten Anblick widersinnigen Kombination von physikalischen Größen. Beachten wir aber, daß $g = \frac{GM_r}{r^2}$, G die Gravitationskonstante und $l = \frac{L_r}{4\pi r^2}$, L_r die von der Teilkugel vom Radius r sekundlich ausgeworfene Strahlung, so ändert sich das Bild. Wir machen mit EDDINGTON die Annahme, daß jedes Massenelement sekundlich einen Beitrag Lichtquanten $dL = 4\pi\varepsilon dm$ liefert, wobei ε von den Zustandsgrößen p, ϱ, T abhängen kann und führen einen Mittelwert $\overline{\varepsilon_r}$ ein

$$\overline{\varepsilon_r} = \frac{\int_0^r \varepsilon dm}{M_r}. \tag{7}$$

[Durch Einführung dieses Mittelwertes kann ein von EDDINGTON eingeführter Parameter η (E. § 81) meiner Ansicht nach zwecks größerer Anschaulichkeit umgangen werden; doch ist dies Geschmackssache.] So ergibt sich schließlich

$$\frac{c \cdot G}{\overline{\varepsilon_r} k} = \text{const} = \frac{1}{1-\beta}, \tag{8}$$

k für den Abstand r, $\overline{\varepsilon_r}$ als Mittelwert bis zu diesem Abstande anzusetzen, und die fundamentale Annahme (5) EDDINGTONS formt sich um in

$$\overline{\varepsilon_r} k = \text{const}, \tag{9}$$

d. h. konstant längs des Radius der vorliegenden Kugel, und die von der Teilkugel vom Radius r sekundlich ausgeworfene Strahlung schreibt sich

$$L_r = 4\pi\bar{\varepsilon}_r M_r = \frac{4\pi cG(1-\beta)M_r}{k}. \qquad (10)$$

Wird r sinngemäß durch den Sternradius ersetzt, so ergibt sich die Gesamtstrahlung und bei bekannter Parallaxe die absolute bolometrische Größenklasse. Damit sind zwei fundamentale Größen aufgetreten, $\bar{\varepsilon}_r$ und k, deren erstere die Entstehung, die zweite den Transport der Lichtquanten regeln, und denen sich, wie sich weiterhin zeigen wird, das Molekulargewicht m zugesellt. Unsere ganze Erkenntnis der Naturgeschichte eines Sternes erweist sich abhängig von der Erkenntnis dieser drei Größen, die nur durch die Atomphysik geliefert werden kann. Der Weg zum Fixstern führt über das Atom; das Verhalten der tölpelhaften Riesen wird geleitet durch die flinken Zwerge. Und damit tritt das Elektron auf den Plan als Zentrale, in welcher schließlich alle Fäden zusammenlaufen.

10. Das Produkt der beiden Fundamentalgrößen $\bar{\varepsilon}_r$ und k wird bestimmt durch $1-\beta$, welche Größe glücklicherweise durch die allgemeine Theorie der polytropen Gaskugel geliefert werden kann. Es ergibt sich ([E. Gl. (84,4)]

$$\frac{1-\beta}{\beta^4} = C \cdot \mathfrak{M}^2 \cdot m^4. \qquad (11)$$

m das Molekulargewicht, $\mathfrak{M}$ die Masse, ausgedrückt in Sonnenmassen; die Konstante bestimmt sich dann aus dem Verhalten der Sonne zu 0,00309. Da $\frac{p_s}{p} = \frac{1-\beta}{\beta}$, würde ein zu großer Wert von $1-\beta$ den Bau eines Sternes hauptsächlich auf Lichtdruck stützen, eine offenbar sehr unsolide Bauweise, da dieser bei Störungen mit T^4 veränderlich. $1-\beta$ wächst aber mit $\mathfrak{M}^2$, und es ist eines der schönsten und überraschendsten Ergebnisse der Eddingtonschen Theorie (E. §§ 15, 84, 100), daß, wie die Erfahrung zeigt, Sterne, welche die Sonne an Masse wesentlich übertreffen, als Pfuscharbeit der Natur, schwerlich anzutreffen sind. Allein selbst beliebiges Überwiegen des Strahlungsdruckes zugelassen, zeigt sich leicht, daß

$$\frac{c \cdot G}{\bar{\varepsilon}_r k} > 1, \quad \bar{\varepsilon}_r k < 2000 \text{ g}^{-1} \text{ cm}^4 \text{ sec}^{-3}$$

bleiben muß. Bei allzureichlicher Produktion von Lichtquanten ($\bar{\varepsilon}$) würden zu deren Beförderung die vorhandenen Transportmittel (k) nicht ausreichen und die Sterne würden infolge allzugroßer Üppigkeit schließlich bersten. Ob die Folgen solcher Völlerei gelegentlich in dem Auftreten der Novae in Erscheinung treten, mag dahingestellt bleiben.

11. Gleichzeitig zeigt sich die ungeheuere Bedeutung des Molekulargewichtes, das in 4. Potenz eingeht. Die Tatsache, daß die Sterne rund von Sonnenmasse sind, hat ein wesentlich kleineres Molekulargewicht zur Folge, als etwa dem mittleren Atomgewicht der Erdkruste entspricht. Wir haben im Sterninnern nur mit Atomen zu rechnen, die durch Ionisation infolge der hohen Temperaturen einen großen Teil ihrer Elektronen abgespalten haben. Würde sich die kinetische Energie auf alle frei beweglichen Teilchen gleichmäßig verteilen, und hätten die Kerne alle umlaufenden Elektronen abgegeben, so würde sich, wie sich leicht zeigen läßt (E. § 9), ein Molekulargewicht nahe $= 2$ ergeben, mit Ausnahme von Wasserstoff mit dem Werte $^1/_2$ (Gaskugeln aus Wasserstoff erfordern deshalb gesonderte Behandlungsweise). Es ist das Verdienst von J. Eggert (1919), zuerst die Gesetze des Dissoziationsgleichgewichtes auf Ionisationsvorgänge übertragen zu haben, freilich ohne über die notwendigen experimentellen Unterlagen zu verfügen; die berechnete Abgabe von 16 der vorhandenen 26 Elektronen bei Eisen würde ein Molekulargewicht $m = 3{,}1$ ergeben. Der theoretischen Behandlung des Molekulargewichtes ist, seiner Bedeutung entsprechend, in dem vorliegenden Werke ganz besondere Sorgfalt gewidmet (E. §§ 9, 128, 108 und namentlich 173–182). Die Ionisation ergibt sich weit höher, wie Eggert angenommen; Eisen wird höchstens 3 Elektronen zurückbehalten. Je nach verschiedenen Ansätzen ergibt sich für die Sternmaterie ein Molekulargewicht etwas größer als 2; und in Anlehnung an Beobachtungen, namentlich der Capella, entschließt sich Eddington, $m = 2{,}11$ anzusetzen.

Wir haben also in den Sternen ein überaus primitives Baumaterial vor uns, herumschwirrende Atomreste und in überwiegender Mehrzahl Elektronen (dazu kämen noch die Lichtquanten), unverhältnismäßig einfacher als die die Erdkruste aufbauende Substanz, und nur infolge der elektrischen Kräfte schwieriger zu behandeln wie ein vollkommenes Gas. Ein „Molekularvolumen", das die Dichte irdischer Materie mit rund 22 g/ccm abgrenzt, existiert nicht mehr. Dichten von der Größenordnung 30 000–60 000 g/ccm, wie sie aus Beobachtung der „Weißen Zwerge" (E. §§ 117 bis 119) geschlossen werden können, sind nicht mehr sinnlos, sondern theoretisch vollkommen zulässig und ihr Nachweis durch Adams eine glänzende Bestätigung sowohl der astrophysikalischen Forschung wie der Relativitätstheorie. Ferner zeigt sich, daß dies „Gas", trotz der hinzukommenden elektrostatischen Kräfte, bis zu Dichten von rund 400 g/ccm der Zustandsgleichung vollkommener Gase gehorcht (E. § 182–188).

12. Ungleich schwieriger wie die Behandlung des Molekulargewichtes stellt sich die Physik der durch ε und k gekennzeichneten Vorgänge. Behandeln wir zuerst k, also den Weitertransport der im Sterninnern erzeugten Lichtquanten (davon handelt das mit besonderer Sorgfalt ausgearbeitete Kap. IX). Betrachten wir eine Kugelschale von endlicher Dicke. Es liegt nahe, anzunehmen, daß diese einmal die in ihr erzeugten Lichtquanten aussendet, anderseits die tieferen Schichten ent-

stammenden zum Teile durchläßt. Tatsächlich vollzieht sich dieser Prozeß in ganz anderen Bahnen. Die Sternmaterie setzt, wie sich zeigt, dem Durchzug der Lichtquanten, der sich mit Lichtgeschwindigkeit vollzieht, solche Hindernisse entgegen (k sehr groß), daß diese nach Zurücklegung von Wegen, die sich nach Zentimetern, kaum nach Metern, bemessen, völlig erschöpft sind und durch Ablegen ihrer Energielast ihr Dasein beenden. Der Weitertransport derselben aber vollzieht sich nach einem großartigen Mobilisationsplane. In der Kugelschale entstehen, außer den durch thermische Anregung erzeugten, gerade so viel neue Quanten, als nötig sind, um die abgelegten Energielasten aufzunehmen. Da aber die Temperatur nach außen abnimmt, und sich folglich die spektrale Energieverteilung immer mehr nach kleineren Schwingungszahlen verschiebt, werden die abgelegten Lasten in kleinere Pakete umgeladen, zu deren Transport mehr Träger erforderlich sind, als auf der Strecke liegen blieben. Nach außen wandernd nimmt das Heer der Lichtquanten zu, und schließlich brechen sie aus, genügend zahlreich, um die ganze, im Sterninnern entwickelte Energielast zu befördern, und in bezug auf die Traglasten so gemischt, daß mit großer Annäherung schwarze Strahlung von bestimmter effektiver Temperatur als Endprodukt vorliegt. Die nach außen gelieferte Energie entstammt praktisch ausschließlich dem Sterninnern, ihre Träger aber, die wir allein beobachten können, ausschließlich den äußeren Schichten; das Sterninnere ist unserem Blicke so hermetisch verschlossen.

Angesichts der Unmöglichkeit, den in Betracht kommenden Absorptionskoeffizienten k nach den üblichen experimentellen Methoden zu bestimmen, wodurch sich vielleicht bei vorsichtiger Anwendung des KIRCHHOFFschen Gesetzes dieser Prozeß eingehender verfolgen ließe, sind wir auf seine theoretische Bestimmung auf Grundlage der Atomphysik angewiesen. Die Anzahl Quanten, die auf gegebener Strecke liegen bleiben, ist vorderhand nicht bestimmbar, hingegen ergeben sich Anhaltspunkte, die Jagdausbeute der Atomreste auf freifliegende Elektronen festzustellen und auf Grund der Energiebilanz aus den so neugeschaffenen Lichtquanten auf die Zahl der liegengebliebenen zu schließen. Darüber handelt das ganze Kap. IX. k als Konstante anzusetzen, erweist sich, obwohl zu annehmbaren Resultaten führend, bei näherer Überlegung als unstatthaft, denn k muß sich in gleichem Sinne bewegen, wie die Wahrscheinlichkeit des erwähnten Fanges, also mit der Dichte des Elektronenschwarmes zu —, und mit deren mittlerer Geschwindigkeit, also der Temperatur, abnehmend. Setzt man $k \sim \varrho \cdot T^{-\frac{3}{2}}$, so ergibt sich wiederum k unabhängig von r, da in der polytropen ($n = 3$) Kugel $\varrho \sim T^3$ gilt . Bei schärferem Hinsehen sieht man aber bald (E. § 149), daß höchst wahrscheinlich die Beziehung

$$k \sim \varrho T^{-\frac{7}{2}}. \qquad (13)$$

gelten muß, so daß durch die Hauptmasse des Sternes sich k wenigstens annähernd konstant herausstellt. Es ist erfreulich, daß sich der Proportionalitätsfaktor gegen direkte Berechnung nicht allzu spröde erweist. Eine selbständige Berechnungsweise (E. §§ 151, 176) hat EDDINGTON fallen lassen, um sich einer Auffassungsweise von KRAMERS anzuschließen (E. §§ 159—164), die den vorher konsequent eingenommenen Standpunkt der Lichtquanten in Richtung der klassischen Theorie zwar verläßt, aber durch Laboratoriumsexperimente einigermaßen gestützt erscheint. Andererseits läßt sich k auf Grund der Gleichung (10) „astronomisch" bestimmen (E. § 105), wodurch sich für die inneren Partien der Capella $k = 49{,}1 \cdot \mathrm{gr}^{-1}\,\mathrm{ccm}$ ergibt. Die KRAMERSsche Behandlungsweise liefert $^1/_{10}$ dieses Wertes (die ursprüngliche EDDINGTONsche Berechnungsweise würde in besserer Übereinstimmung $k = 78{,}4$ ergeben). Es ist bezeichnend, für den Grad der Sicherheit, den EDDINGTON seiner Ausarbeitung des ganzen Problems beilegt, daß er in dieser Diskrepanz 1 : 10 einen Mangel sieht, während vielleicht die Auffassung ebenso berechtigt ist, diese Übereinstimmung zwischen Ergebnissen der Laboratoriumsphysik der Röntgenstrahlung, und der Entzifferung der Lichtsignale, welche die Capella uns zusendet, geradezu erstaunlich zu finden.

13. Geht man mit den angegebenen Werten (Gl. 13) von k in Gleichung (10) ein, so ergibt sich als glanzvolle Krönung der EDDINGTONschen Theorie das berühmte Luminositätsgesetz (E. Gl. 99,2)

$$L \sim \mathfrak{M}^{\frac{1}{2}}(1-\beta)^{\frac{3}{2}} m^{\frac{4}{3}} T_{\mathrm{eff}}^{\frac{4}{3}}. \qquad (14)$$

Ausgegangen vom Strahlungsstrome, kehrt damit die Forschung wieder zu diesem zurück. Wäre der Menschheit der Ausblick nach dem Fixsternhimmel dauernd verschlossen, so würde doch ein spekulativer Physiker, vertraut mit den Eigenschaften der kleinsten Gebilde, die wir kennen, die Existenzmöglichkeit von „Sternen" als gewaltige Materialanhäufungen von Sonnenmasse, welche diesem Gesetze gehorchen, angeben können. *Voraussetzung dieser Gleichung ist ein Material, welches der Zustandsgleichung vollkommener Gase gehorcht;* und vielleicht hat EDDINGTON selbst anfänglich die Gültigkeit derselben auf die Riesensterne beschränkt geglaubt. Allein, es zeigt sich, daß auch die Zwergsterne, so weit deren Masse und effektive Temperatur hinreichend bekannt sind (die „weißen Zwerge" ausgenommen), sich der Gleichung unterordnen (E. § 107). Ihr gehorcht z. B. nicht nur die Sonne mit einer mittleren Dichte $\varrho = 1{,}4$ g/ccm und einer Mittelpunktsdichte von 76,5 g/ccm, sondern auch KRÜGER 60, mit einer mittleren Dichte von 9,06 g/ccm und einer Mittelpunktsdichte von 493 g/ccm. Ein Baumaterial der Sterne von dieser Dichte, die noch vor kurzem als widersinnig angesehen werden konnte, erweist sich nun auch kompressibel, wie ein vollkommenes Gas, eine glänzende Bestätigung unserer Vorstellung von hochionisierter Materie,

wie oben geschildert. Infolge der hohen Temperaturen legen die Atomkerne, wie der Mensch in heißen Klimaten, ihre Elektrodenkleidung nach Möglichkeit ab. Aber nicht minder wichtig ist die Bedeutung der Gleichung für die kosmogonische Forschung. Da bei konstant gehaltener Masse ausgesandte Strahlung und effektive Temperatur parallel laufen, ist eine Sternentwicklung, wie man sie dem RUSSELLdiagramm entnehmen zu müssen glaubte, nur möglich, wenn der Stern seine Masse ändert. Ein „Verdampfen" des Sternes im gewöhnlichen Sinne des Wortes erweist sich bei näherer Betrachtung als ausgeschlossen. Und damit sind wir genötigt, den Ariadnefaden des Strahlungsstromes wieder aufzunehmen, um weiter in die Geheimnisse der Fixsternphysik einzudringen. Der Transport der Lichtquanten (k) kann uns nichts Neues lehren; sehen wir zu, ob uns die Erforschung deren Quellen (ε) einen Schritt weiter bringt.

14. Das XI. Kapitel des EDDINGTONschen Werkes behandelt die Quellen (ε) der ausgesandten Energie. Die Erkenntnis dieser Quellen bildet wohl den wichtigsten Gegenstand astrophysikalischer Forschung; ohne sie ist jede fest begründete Kosmogonie aussichtslos. Leider ist gerade hier unser Wissen Stückwert; es gelingt wohl, Spreu von Weizen zu sondern, was übrig bleibt ist allzu bescheiden. Um die Temperaturen und Temperaturgradienten des Strahlungsgleichgewichtes aufrecht zu erhalten, müssen Energiequellen nach bestimmten Gesetzen im „Sterninnern" verteilt sein; ohne solche würde sich Isothermie einstellen und die Masse zerstreuen. Diese Gesetze würde die HELMHOLTZsche Kontraktionstheorie wohl befriedigen, aber die gelieferten Energiemengen sind viel zu klein. Das Alter der Sonne würde so kaum mehr als 10^7 Jahre betragen können, während die Erdkruste bereits von Zeiten der Größenordnung 10^{10} Jahre Kunde gibt. Die Kontraktionstheorie liefert nur so geringe Zeiten, daß praktisch von Instabilität gesprochen werden kann. Da ferner diese Quellen durch das Innere hindurch verteilt sein müssen, kommt Energiezufuhr nur der äußersten Schicht, wie sie beispielsweise die Meteoritentheorie liefert, nicht in Betracht. So sah man sich in die Notwendigkeit versetzt, diese Quellen innerhalb der Atome selbst zu suchen und tatsächlich schienen solche Versuche durch die Entdeckung der mit radioaktiven Prozessen verbundenen Wärmeentwicklung von Erfolg gekrönt zu sein. Allein, auch diese Quellen erwiesen sich schließlich als ungenügend, müßte doch die Sonne vollständig aus Uran im Gleichgewicht mit seinem Zerfallsprodukte bestehen, um die erforderliche Energiedeckung annähernd zu erhalten. Und in den Riesensternen müßten Energiequellen von höherer Größenordnung wirksam sein. Eine Steigerung der radioaktiven Tätigkeit durch Temperaturerhöhung anzunehmen, geht nicht an, denn selbst Temperaturen von $40{,}10^{4}°$, wie sie zu erwarten sind, sind für das Leben innerhalb des Atoms bedeutungslos, und die kinetische Energie der freien Elektronen ist bei dieser Temperatur zu klein, um durch Stoß irgendwelche subatomaren Prozesse zu erregen; ihre Geschwindigkeit ist klein, verglichen mit β-Strahlen (E. § 209). Wie wohltuend berührt das kritische, überlegte Vorgehen EDDINGTONS gegenüber der kühnen Geste, mangels anderer Aushilfe kurzerhand ungleich radioaktivere Stoffe anzunehmen, uns unbekannt vermutlich deshalb, weil sie auf unserer gealterten Erde bereits aufgebraucht sind. Wie verwickelt diese Verhältnisse liegen, hat EDDINGTON unter „Astronomical difficulties" (E. §§ 207, 208) durch den Nachweis erbracht, daß im Fixsternleben „Erschöpfung" der Materie und Alter nicht gleichsinnig zu verlaufen brauchen. Somit bleibt unserer gegenwärtigen physikalischen Kenntnis nur die Annahme übrig, und damit finden wir Anschluß an die Auseinandersetzungen des vorigen Absatzes, daß gemäß dem Standpunkte der Relativitätstheorie die vorhandene höhere Einheit aus der Erscheinungsform Masse in die Schwesterform Energie übergeht. Diese Verhältnisse sind von EDDINGTON (E. §§ 202 bis 224) eingehend behandelt. Bei Aufbau eines He-Kernes aus 4 H-Kernen verschwinden 0,8% der Masse der letzteren. Eine Sonne aus H, die sich vollständig in He umwandelt, würde ihre gegenwärtige Strahlung für $1{,}5 \cdot 10^{11}$ Jahre decken können: um die Strahlung für 10^{10} Jahre zu decken, müßte die Sonne zu 7% aus Wasserstoff bestehen. Allein, auch diese Zeitspanne, von 10^3fach höherem Betrage, wie die durch die Kontraktionstheorie gelieferte, ist nicht hinreichend. Und was soll der Physiker auf die unbequemen Zwischenfragen erwidern: Wie groß ist die Wahrscheinlichkeit, daß sich 4 Protone und 2 Elektronen eng genug zusammenfinden, um einen He-Kern zu bilden? Ob bei Aufbau von Atomen höherer Ordnungszahl wieder Bruchteile von Atomgewichten verschwinden, entzieht sich unserer heutigen Kenntnis. Um eine annehmbare Zeit zu erhalten, bleibt schließlich nur die Annahme übrig, daß sich die Sternmaterie selbst durch vollständige Vereinigung von Protonen und Elektronen in Energie auflöst; sie würde für die Sonne als obere Grenze 10^{12} Jahre ergeben. Diese Massenabnahmen, durch welche das RUSSELLdiagramm wieder seine frühere Bedeutung, und im erhöhten Maße, gewinnen würde, gewinnt an Wahrscheinlichkeit durch statistische Untersuchungen von VOGT und SHAJIN an Doppelsternen (E. §§ 109, 214—218). Allein, hier taucht eine neue Schwierigkeit auf. Die Lichtquanten, die aus der Vereinigung von 1 Proton und 1 Elektron entstehen, entsprechen (E. § 222) Strahlung von der Wellenlänge $\lambda = 0{,}0000131$ Å, sind also von einer Durchdringungskraft, daß sie vermutlich selbst einen Stern ungeschwächt passieren können. Der Stern selbst aber muß fähig sein, diese in seinem Innern entstehende Strahlung in die von uns wahrgenommene umzuformen. Hier läßt EDDINGTON den Comptoneffekt eingreifen; dessen überaus instruktive Behandlungsweise (E. § 52) jedem Leser helle Freude bereiten wird. Unabhängig von der ein-

fallenden Wellenlänge läßt der Comptoneffekt diese um $\Delta\lambda = 0{,}024\,(1 - \cos\vartheta)$ Å anwachsen, so daß bei einer ordentlichen Verlangsamung γ-Strahlen entstehen, deren weitere Behandlung keine Schwierigkeiten mehr bietet. Ob dieser Effekt aber auch quantitativ genügend schaffen kann, bleibt vorderhand offene Frage. Im Hinblick auf neuere experimentelle Untersuchungen verdienen die Abschnitte „durchdringende Strahlung aus dem interstellaren Raume" (E. §§ 223 und 224) und „Zerstreute Materie im Raume" (E. Kap. XIII) besondere Beachtung.

15. Die Umwandlung von Masse in Energie angenommen, läßt sich aus der Strahlungsintensität der Massenverlust zur Zeiteinheit berechnen (E. § 216). Damit ein Stern durch Massenverlust in absoluten bolometrischen Größenklassen von $M = -5$ bis $M = 0$ sich entwickelt, sind $27{,}9 \cdot 10^{10}$ Jahre erforderlich; er braucht $614 \cdot 10^{10}$ Jahre, um von $M = 0$ bis $M = +5$ und $31730 \cdot 10^{10}$ Jahre, um von $M = 5$ bis $M = 10$ überzugehen. Dieser Zeitdauer müßte die Anzahl der in dem betreffenden Intervall vorhandenen Stern proportional sein. Da ergibt sich für die kosmogonische Betrachtungsweise die Schwierigkeit, daß in unserem Fixsternsystem sich so verschiedene Größenklassen und folglich so verschieden alte Sterne sich vorfinden, daß von einer gemeinsamen Entstehung kaum gesprochen werden kann. Es wurde bereits verschiedentlich die Vermutung ausgesprochen (E. § 217), es sei in den Sternhaufen, in denen wir einheitliche Schöpfung anzunehmen gewohnt sind, das Intervall der vorhandenen Größenklassen wesentlich eingeschränkt, und aus neueren Veröffentlichungen Bruggencates geht hervor, daß in diesen jeweils nur ein Teilstück des Russelldiagrammes zur Abbildung gelangt. Meiner Ansicht nach wäre der Schluß naheliegend und a priori nicht von der Hand zu weisen, in unserem Fixsternsystem eine Mischung einiger zufällig zusammengetroffener Sternhaufen verschiedenen Alters zu erblicken. Die Annahme zweier oder mehrerer Sternströme würde dadurch in neuem, günstigerem Lichte erscheinen und manche Rätsel des Russelldiagrammes, z. B. die Stellung der *B*-Sterne Knoten und Bauch im Riesenast könnten auf einfache Weise erklärt werden; des Geheimnisvollen würde noch genügend übrigbleiben.

Wir sind nicht so vermessen, nach einem „Ende" des Fixsternsystems zu fragen. Wird alle Materie schließlich in Energie umgewandelt sein, so daß an Stelle der Atome nur Lichtquanten den Raum durcheilen? Gibt es einen Anfang und ein Ende der Materie oder nur einen Wettlauf zwischen Materie und Energie im Kreise? Gibt es einen solchen Kreislauf, so überblicken wir heute nur ein so kleines Stück desselben, dessen Enden uns vollständig entschwinden, daß wir uns vorderhand aus der Schlinge ziehen können, indem wir den Radius desselben unendlich ansetzen. Etwas Ähnliches tritt uns ja schon im System der Atome entgegen. Teils nehmen wir an, daß sich die Glieder an einem Ende allmählich aus Wasserstoff aufbauen und beobachten andererseits, daß am anderen Ende sich Atome in einfachere auflösen. Ist der Wasserstoff oder das Uran der „Urahn" der Atomgeschlechter?

16. Wir haben oben das „Sterninnere" aufgefaßt als Gültigkeitsbereich der Polytropen $n = 3$; seine Erforschung bildet das eigentliche Arbeitsfeld Eddingtons. Allein, die Materie erstreckt sich in wahrnehmbaren Mengen weiter hinaus, allerdings unter wesentlich schwieriger zu behandelnden Bedingungen. Die Atomkerne treten uns hier nicht mehr in einfachem Naturzustande entgegen, sondern haben infolge der tieferen Temperaturen ihre Elektronenkleidung wieder angelegt und erscheinen uns als hochentwickelte Materie, wie wir sie im Laboratorium zu sehen gewohnt sind. Einfache Kultur hat raffinierter Zivilisation Platz gemacht. Sollen diese Schichten den Namen des Forschers tragen, der sie in erster Linie aufgeschlossen hat, so müssen sie nach Megh Nad Saha benannt werden. Die Erstreckung dieser Schichten, die man schlechthin als Photosphäre bezeichnet, ist sehr gering, sie wird von Eddington (E. § 252) auf rund 15 km abgeschätzt; in ihnen aber wird gebraut, was wir tatsächlich beobachten. Ihre Natur, das Zustandekommen der Emissions- und Absorptionslinien, die Helligkeitsverteilung der Stern-(Sonnen-)scheiben, wird von Eddington in den §§ 225—251 mit gewohnter Meisterschaft behandelt.

17. Weiter hinaus erstreckt sich auf der Sonne die Chromosphäre, Schichten, in welchen, dem Strahlungsgleichgewicht zufolge, praktisch Isothermie herrscht. Sollen sie den Namen eines Forschers tragen, so müßten sie nach E. A. Milne benannt werden. Die Gase sind hier bereits in einer Verdünnung enthalten, wie wir sie im Laboratorium nicht mehr herstellen können, und von einem Gasdruck praktisch abgesehen werden kann. Die hier spärlich vorhandenen Atome werden ausschließlich durch die in mächtigem Strome ausbrechenden Lichtquanten getragen; sie tanzen auf den Lichtstrahlen, wie die bekannte Kugel auf einem Wasserstrahle. Es ist kein Stillstand, sondern ein eigentlicher Tanz, den Milne eingehend behandelt hat (E. §§ 252—254). Betrachten wir der Einfachheit halber ein Wasserstoffatom. Durch ein aufwärtsstürmendes Lichtquant geeigneter Frequenz wird es durch einen Boxhieb nach oben geschleudert und dabei knock-out gesetzt, d. h. sein Elektron wird ihm abgehauen. Dadurch ist es gegen Lichtquanten immun geworden und der Schwerkraft folgend, fällt es nach unten. Dabei hat es Zeit, durch Einfang eines Elektrons sich wieder zu erholen, empfängt nun einen neuen Boxhieb nach oben und das Spiel wiederholt sich. Da wir seine Masse und die Schwerkraft und andererseits den Impuls eines Boxhiebes kennen, sind wir, da eine mittlere Höhe eingehalten wird, in der Lage, die Anzahl empfangener Stöße pro Zeiteinheit, und damit die Zeit-

dauer des knock-out-seins zu berechnen. MILNE hat die Rechnung für ein Ca^+-Atom in der Sonnenchromosphäre, das zur Aussendung der H- und K-Linien angeregt wird, durchgeführt; es ergab sich für den angeregten Zustand eine Zeitdauer von $1{,}8 \cdot 10^{-8}$ sec, in vorzüglicher Übereinstimmung mit „Abklingungszeiten", die sich durch die bekannten Laboratoriumsversuche W. WIENS für verschiedene Gase ergeben.

Wir treffen so, nach außen gehend, eine Reihe von Schichten, die wir nach EDDINGTON, MEGH NAD SAHA und MILNE benennen können. Wessen Name wird die nächstfolgende Schicht, die Corona tragen, deren Natur noch völliges Geheimnis ist?

17. Die vorstehenden Bemerkungen können die Reichhaltigkeit des EDDINGTON-Werkes nur andeuten; von der vollendeten Kunst der Darstellung möge sich der Leser selbst überzeugen. Sie mögen auch den Zweifel EDDINGTONS rechtfertigen, ob das Elektron oder der Stern als Held seiner Historie auftritt. Ohne eingehende Kenntnis der jung entstandenen Atomphysik ist astrophysikalische Forschung unmöglich, und die glänzendste Beobachtungstechnik zerflattert in hohle Virtuosität, wenn sie nicht durch reife Überlegung verinnerlicht fruchtbarer Entzifferung fähige Resultate liefert. Wie EDDINGTON selbst den neuen Ergebnissen astrophysikalischer Forschung gegenübersteht, möge aus den Schlußworten seines Buches entnommen werden:

„Um einen klassischen Ausspruch Lord KELVINS zu gebrauchen, sind es zwei Wolken, welche die Theorie des Aufbaues und des Triebwerkes eines Sternes beschatten. Die eine ist der bleibende, numerische Unterschied zwischen dem astronomisch bestimmten Absorptionsvermögen und den Ergebnissen der Berechnung, gestützt auf theoretische oder experimentelle physikalische Forschung. Die andere ist das Scheitern unserer Bemühungen, für das Verhalten der subatomaren Energie eine einigermaßen folgerichtige Regel zu finden. Ob diese Wolken sich bei kritischer Durchsicht unserer Voraussetzungen oder Schlüsse, die wir als gesichert annahmen, zerstreuen lassen, läßt sich nicht voraussehen. Die Geschichte wissenschaftlichen Fortschrittes zwingt uns, die Augen offenzuhalten. Ich glaube nicht, daß wir uns in hohem Maße darüber beunruhigen sollen, ob diese rohen Versuche, das Innere eines Sternes auszukundschaften, uns dem etwas näher gebracht haben, was wie endgültige Wahrheit aussieht. Wir lernten einige der mannigfachen, in Betracht kommenden Gesichtspunkte kennen. Wir lernten, wie innig das Verhalten der größten Körper im Weltall an das der kleinsten gebunden ist. Einzelne der bereits erhaltenen Ergebnisse ermutigen uns zur Annahme, daß wir nicht weitab vom rechten Wege sind. In erster Linie halten wir uns vor Augen, daß die unverhältnismäßig hohen Temperaturen im Innern eines Sternes kein Hindernis, sondern eher dazu angetan sind, Schwierigkeiten aus dem Wege zu räumen. Bei irdischer Temperatur besitzt die Materie verwickelte Eigenschaften, die wahrscheinlich sehr schwer zu entwirren sind; aber es ist erlaubt, zu hoffen, daß wir in nicht allzu ferner Zeit in der Lage sein werden, das einfache Ding zu begreifen, das sich Stern nennt."

Nachtrag: Die obigen Bemerkungen sind kaum niedergeschrieben und schon wieder kann der Referent Einsicht nehmen in ein neues Werk desselben Verfassers: Stars and Atoms[1], entstanden aus drei Vorträgen an der British Association in Oxford im August 1926 und früheren Vorlesungen in Kings College in London. Als EDDINGTONS großes Werk: The Mathematical Theory of Relativity entstand, hatte der Verfasser durch ein früheres, auf mathematischen Apparat verzichtendes Werk: Space, Time and Gravitation dafür gesorgt, daß dem Leser eine allgemeine Vorstellung von der gedanklichen Revolution der Relativitätstheorie gegeben wurde, ehe er das Lehrbuch zur Hand nimmt. Die beiden neuen Werke stehen in anderer wechselseitiger Beziehung; das neue Buch gibt auf verhältnismäßig engem Raume einen Überblick über die wichtigsten Gedankengänge und Ergebnisse des großen Werkes, über welches oben berichtet wurde. Ganz erstaunlich ist wiederum die Stoffbeherrschung, die es dem Verfasser spielend ermöglicht, vom Stern zum Atom und vom Atom zum Stern überspringend, ohne jedes mathematische Hilfsmittel die verwickeltsten Beziehungen plastisch darzustellen. Und wie SHAKESPEARE die tiefsten Weisheiten gern dem Schalk in den Mund legt, so werden hier die tiefsten Probleme der Sternforschung in leichtem Plaudertone vorgetragen, doppelt reizvoll für den, der zwischen den Zeilen zu lesen versteht. Dieser Stil der Darstellung, ich würde sagen, Feuilletonstil, falls die Wucht des behandelten Stoffes dies nicht verbieten würde, erlaubt auch die kühnsten Gedankengänge, die man für gewöhnlich nur im gleichgestimmten Freundeskreise ausspricht, dem Leser zu unterbreiten: Als drastisches Beispiel hierfür sei auf den Appendix: Further Remarks of the Companion of Sirius hingewiesen: Freilich wird der deutsche Leser, ungleich häufiger wie sonst, das Wörterbuch aufschlagen müssen; allein schon der stoffliche Reiz des Behandelten wird ihn für diese Mühe reichlich entschädigen. Ein neues Gebiet naturwissenschaftlicher Forschung hat sich aus der Wechselbeziehung zwischen Astronomie und Physik eröffnet; die Erkenntnis der am Himmel sichtbaren Objekte wird aufgeschlossen durch die Erkenntnis des Baues der Atome, und umgekehrt geben ihre Lichtsignale dem Physiker Aufschluß über das Verhalten der Materie unter Bedingungen, die er im Laboratorium nicht mehr herstellen kann. Ich wüßte keine bessere Warte, von der aus dasselbe überblickt werden kann, wie dies neueste Werk EDDINGTONS.

[1] Oxford: Clarendon Press 1927. 127 Seiten und 11 Abbild. 15 × 22 cm. Preis 7,6 sh.

Das Ozon, seine Bildung und Verwendung.

Von E. H. RIESENFELD, Berlin.

Die in der Chemie einzigartige Erscheinung, daß ein Element in Gasform in zwei verschiedenen molekulären Zuständen nebeneinander beständig ist — Ozon O_3 und molarer Sauerstoff O_2 — wurde zum ersten Male von SCHÖNBEIN im Jahre 1839 beobachtet. Zunächst erschien diese Tatsache zu eigenartig, als daß die einfache Deutung SCHÖNBEINS, eine Allotropie im Gaszustand, allgemeine Anerkennung gefunden hätte. Später aber glaubte man, dem Ozon noch eine ganze Menge anderer Sauerstoffmodifikationen an die Seite stellen zu können, und bezeichnete dieselben mit den Namen *Antozon*, *Ozozon* usw. Noch heute finden sich diese Namen besonders in der medizinischen Literatur. Doch ist es durch die Untersuchungen der letzten Jahre, auf die hier nicht eingegangen werden kann[1], sichergestellt, daß alle diese Stoffe nicht existieren, und daß Ozon das einzige bekannte Allotrope des molaren Sauerstoffs ist. Während im molaren Sauerstoff nur zwei Sauerstoffatome miteinander verbunden sind, entsteht das Ozonmolekül durch gegenseitige Verknüpfung von drei Sauerstoffatomen. Von diesen beiden, den einzigen nur aus Sauerstoff bestehenden chemischen Verbindungen, ist der molare Sauerstoff die stabile, das Ozon die metastabile und daher energiereichere Form. Dieselbe kann somit nur durch Hinzufügen von Energie aus molarem Sauerstoff entstehen und unter Energieabgabe wieder zu molarem Sauerstoff zerfallen. Die energetische Beziehung zwischen Ozon und molarem Sauerstoff wird am einfachsten ausgedrückt durch die Gleichung:

$$3\,O_2 + 69\,\text{Cal} \rightleftharpoons 2\,O_3 .$$

Zur Umwandlung von molarem Sauerstoff in Ozon ist also Energiezufuhr in irgendeiner Form erforderlich. Zuerst wurde die Bildung von Ozon bei gleichzeitigem Ablauf anderer chemischer Reaktionen, nämlich bei der Oxydation von feuchtem Phosphor an der Luft beobachtet (SCHÖNBEIN). Zu den *chemischen Bildungsweisen* gehört auch die bei der Einwirkung von Fluor auf Wasser (MOISSAN), bei der Zersetzung von Superoxyden, von Persäuren usw. In allen diesen Fällen liefert die gleichzeitig ablaufende chemische Reaktion die zur Umwandlung des Sauerstoffs in Ozon erforderliche Energie. Bei allen diesen Reaktionen entsteht intermediär entweder aktivierter oder atomarer Sauerstoff, der beim Zusammentreffen mit molarem Sauerstoff sich mit diesem zu Ozon vereinigt.

Die *photochemische Ozonbildung* erfolgt durch Bestrahlung von Sauerstoff mit ultravioletttem Licht. WARBURG fand, daß pro absorbiertes Lichtquant im Maximum zwei Moleküle Ozon gebildet werden. Dies gilt für eine Wellenlänge von 209 $\mu\mu$, bei welcher 1 Quant einer Wärmemenge von 141,5 Cal. entspricht. Da nach den neuesten Messungen von SPONER und BIRGE[1] die Dissoziationswärme des Sauerstoffs 168 Cal. beträgt, so kann der Primärvorgang bei der photochemischen Ozonbildung nicht, wie man früher annahm, in der Aufspaltung des Sauerstoffs in Atome, sondern muß im Übergang des molaren Sauerstoffs in eine energiereichere Form bestehen:

$$O_2 \rightarrow O_2^* .$$

Beim Zusammentreffen dieser aktiven Moleküle mit normalen Molekülen erfolgt die Ozonbildung nach der Gleichung:

$$O_2^* + 2\,O_2 \rightarrow 2\,O_3 .$$

Würde die ganze hierbei freiwerdende Energie (nämlich 72 Cal.) in Form von Strahlung emittiert werden, so würde dies einer Wellenlänge von 412 $\mu\mu$ entsprechen. Eine Photoluminiszenz bei der Ozonbildung ist zwar bisher noch nicht beobachtet worden, wohl aber kennt man eine solche beim Ozonzerfall. Der Wellenkopf der kürzesten hierbei beobachteten Bande liegt in naher Übereinstimmung mit obiger Berechnung bei 415 $\mu\mu$. Es verlohnte sich also die Mühe, zu untersuchen, ob nicht auch die photochemische Ozonbildung mit einer Photoluminiszenz verknüpft ist und ob nicht auch hierbei die oben genannte Bande auftritt.

Photochemische Ozonbildung beobachtet man an Quecksilber-Quarzlampen, wie sie z. B. in der medizinischen Therapie als Höhensonne viel verwandt werden. Das in die Luft austretende, ultraviolette Licht ozonisiert den Luftsauerstoff, und daher riecht es in Zimmern, in welchen solche Lampen brennen, stark nach Ozon. Ein wesentlicher Vorteil der Ozonbildung durch ultraviolettes Licht ist, daß das so gebildete Ozon frei von Stickoxyden ist, während man bei der Ozonisierung von Luft durch stille elektrische Entladungen stets Gemische von Ozon und Stickoxyd enthält.

Da die Ozonbildung aus Sauerstoff unter Wärmeabsorption erfolgt, so verschiebt sich das Ozon-Sauerstoff-Gleichgewicht bei Erhöhung der Temperatur nach der Seite des Ozons hin. Durch *Anwendung* hinreichend *hoher Temperaturen* könnte es also möglich sein, Sauerstoff in Ozon zu verwandeln, wenn man durch hinreichend schnelle Abschreckung die Rückverwandlung des Ozons in Sauerstoff verhindert. Eine experimentelle Anordnung, die diesen Bedingungen genügt, fand sich, nachdem es gelungen war, hochkonzentriertes Ozon herzustellen. Dieses läßt sich durch Zündung mittels eines elektrischen Funkens zur Explosion bringen. Hierbei hat man gleichzeitig eine Erhitzung auf eine sehr hohe Temperatur und eine schnelle Abschreckung der heißen Gase. Durch Veränderung der Konzentration des zur Explosion gebrachten Sauerstoffgemisches läßt sich die Maxi-

[1] RIESENFELD und SCHWAB, Ber. d. dtsch. Chem. Ges. 55, 2088. 1922. Die ältere Literatur s. in M. MÖLLER, Das Ozon, Braunschweig 1921.

[1] Astroph. Journ. 63, 73. 1926.

maltemperatur in weiten Grenzen variieren. Unter der Annahme, daß sich einerseits bei diesen extrem hohen Temperaturen das Ozon-Sauerstoff-Gleichgewicht schnell genug einstellt, und daß andererseits die Abkühlung so schnell erfolgt, daß sich dasselbe hierbei nicht wieder verschiebt, kann man durch Untersuchung der zurückbleibenden Gase das Gleichgewicht bei der Explosionstemperatur bestimmen. Das Ergebnis dieser Messungen[1] war, daß bei der Explosion von 12—37proz. Ozon im Gasrückstand kein Ozon mehr nachweisbar war. Bei der Explosion von 45proz. Ozon und darüber konnten nach der Explosion Ozonmengen von $2 \cdot 10^{-6}$ bis $1 \cdot 10^{-5}$ Vol.% nachgewiesen werden. Soweit es die bei diesen außerordentlichen kleinen Ozonkonzentrationen naturgemäß recht ungenaue Untersuchungsmethode nachzuweisen gestattete, waren die Ozonmengen bei der Explosion von 45proz. bis zu 94proz. Ozon immer die gleichen. Dieses Ergebnis ist in Spalte 5 von Tabelle 1 verzeichnet. Spalte 2 gibt die Volumprozente Ozon vor der Explosion und Spalte 3 die daraus und aus der Zerfallswärme des Ozons berechnete Maximaltemperatur wieder. In meiner früheren Arbeit[2] hatte ich an der so errechneten Maximaltemperatur eine Korrektur angebracht, welche dem bei hohen Temperaturen einsetzenden Zerfall von molarem Sauerstoff in atomarem Rechnung trug. Diese Korrektur wurde unter Zugrundelegung der seinerzeit für die Sauerstoffdissoziation angenommenen Wärmetönung von 80 Cal.[3] errechnet. Da nach neueren Messungen aber die Dissoziationswärme 168 Cal. beträgt, so ist die Dissoziation des Sauerstoffs bei allen hier in Betracht kommenden Temperaturen unerheblich. Nach dem NERNSTschen Wärmesatz hätte man die in Spalte 4 verzeichneten Ozonkonzentrationen zu erwarten. Die Übereinstimmung zwischen berechneten und beobachteten Werten ist bis 2500° hinreichend, bei höheren Temperaturen aber wurde weniger Ozon gefunden, als sich unter der Annahme der Gleichgewichtseinstellung berechnet. Es ergibt sich hieraus der Schluß, daß oberhalb 2500° die Zerfallsgeschwindigkeit des Ozons so groß ist, daß selbst durch Explosionsversuche, welche die größte heute erreichbare Abschreckungsgeschwindigkeit geben, die Gleichgewichtskonzentrationen nicht mehr aus der heißen Reaktionszone herausgerettet werden können.

Tabelle 1.

Nr.	Vol.-Proz. O_3	Maximaltemperatur	Ozonkonzentration in Vol.-Proz. ber.	Ozonkonzentration in Vol.-Proz. gef.
1	12,6	1015°	$5,6 \cdot 10^{-9}$	$> 2 \cdot 10^{-6}$
2	19,2	1365°	$1,24 \cdot 10^{-7}$	$> 2 \cdot 10^{-6}$
3	30,3	1875°	$1,77 \cdot 10^{-6}$	$> 2 \cdot 10^{-6}$
4	37,0	2148°	$4,66 \cdot 10^{-6}$	$> 2 \cdot 10^{-6}$
5	45,1	2459°	$1,00 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-6}$—$1 \cdot 10^{-5}$
6	46,8	2522°	$1,18 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-6}$—$1 \cdot 10^{-5}$
7	57,7	2894°	$2,66 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-6}$—$1 \cdot 10^{-5}$
8	68,7	3231°	$4,42 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-6}$—$1 \cdot 10^{-5}$
9	83,5	3636°	$6,46 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-6}$—$1 \cdot 10^{-5}$
10	89,0	3770°	$7,16 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-6}$—$1 \cdot 10^{-5}$
11	94,0	3888°	$7,76 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-6}$—$1 \cdot 10^{-5}$

Wenn also selbst bei der Explosion konzentrierter Sauerstoff-Ozon-Gemische nur sehr kleine Mengen Ozon im Gleichgewicht mit Sauerstoff zurückbleiben, so muß man alle diejenigen Fälle, in welchen man früher eine thermische Ozonbildung beobachtet zu haben glaubte, kritisch daraufhin durchsehen, ob die Ozonbildung in diesen Fällen wirklich nur durch Erhitzung des Sauerstoffs erfolgt. Dies gilt z. B. von der Bildung von Ozon in der Bunsenflamme, die von MANCHOT[1] eingehend studiert wurde. Dieser weist das Ozon in Flammen dadurch nach, daß er ein Silberblech hineinhält und den Grad der Schwärzung desselben bestimmt. Qualitativ ist dieser Ozonnachweis einwandfrei, quantitativ aber liefert er sicherlich falsche Ergebnisse, da so hohe Ozonkonzentrationen, wie MANCHOT mit diesem Hilfsmittel nachgewiesen zu haben glaubt, auf keine andere Weise wiedergefunden werden können.

Die Bildung von Ozon in Flammengasen läßt sich in viel eindeutigerer Weise leicht demonstrieren, wenn man sich mit Hilfe feinster Quarzcapillaren hinreichend kleine Flammen herstellt[2]. Bei diesen ist nämlich die Abschreckung so groß, daß die bei hoher Temperatur gebildeten Reaktionsprodukte leicht aus der heißen Zone herausgerettet werden können. Bei der Verbrennung von Wasserstoff in Sauerstoff entsteht bei dieser Versuchsanordnung neben Ozon auch Wasserstoffsuperoxyd. Es wurden nun die Mengenverhältnisse von Ozon und Wasserstoffsuperoxyd unter systematischer Abänderung der Versuchsbedingungen quantitativ verfolgt und dabei gefunden, daß, je kleiner die Flamme, je größer also die Abschreckung wird, um so mehr die Menge des Wasserstoffsuperoxyds auf Kosten der des Ozons ansteigt. Schließlich gelang es durch noch schnellere Abkühlung, nämlich dadurch, daß man diese Mikroflamme gegen ein innen mit Wasser gekühltes Quarzrohr brennen läßt, das Wasserstoffsuperoxyd ganz vor der Zersetzung zu bewahren. Die extremst gekühlte Knallgas-Mikroflamme liefert also gar kein Ozon mehr, sondern nur noch Wasserstoffsuperoxyd. Damit ist der Beweis erbracht, daß die Ozonbildung in der Bunsenflamme keine thermische, sondern, wie v. WARTENBERG[3] schon vorher vermutet hatte, eine chemische Bildungsweise ist.

Der Zerfall des Wasserstoffsuperoxyds liefert hierbei die zur Ozonbildung erforderliche Energie. Diese Ozonbildung kann entweder in der Weise erfolgen, daß Wasserstoffsuperoxyd primär atomaren

[1] RIESENFELD und BEJA, Zeitschr. f. anorg. u. allgem. Chem. 133, 245. 1924.
[2] l. c.
[3] BORN und GERLACH, Zeitschr. f. Phys. 5, 441. 1921.

[1] Zeitschr. f. anorg. u. allgem. Chem. 133, 341. 1924.
[2] RIESENFELD und v. GÜNDELL, Zeitschr. f. physikal. Chem. 119, 319. 1926.
[3] Ber. d. Dtsch. chem. Ges. 53, 2192. 1920.

Sauerstoff abspaltet, der sich sekundär mit molarem Sauerstoff zu Ozon zusammenlagert,

$$H_2O_2 \rightarrow H_2O + O \qquad O + O_2 \rightarrow O_3,$$

oder dadurch, daß Wasserstoffsuperoxyd und Sauerstoff direkt miteinander reagieren, entsprechend der Gleichung

$$H_2O_2 + O_2 \rightarrow H_2O + O_3.$$

Eine bisher noch nicht völlig geklärte Erscheinung ist die Ozonbildung in erhitzten Capillaren[1]. Leitet man Sauerstoff durch eine Quarzcapillare, welche etwa mit Hilfe eines Knallgasgebläses bis nahe ihrer Schmelztemperatur erhitzt und unmittelbar dahinter durch Wasserkühlung auf Zimmertemperatur abgeschreckt wird, so erhält man bei hinreichend großer Strömungsgeschwindigkeit des Sauerstoffs, wenn auch kleine, so doch sicher bestimmbare Ozonmengen. Dieselben nehmen etwa proportional der Strömungsgeschwindigkeit zu. Eine rein thermische Ozonbildung kann aus den oben wiedergegebenen Gründen nicht vorliegen. Zur Erklärung dieser Erscheinung muß man vielmehr die Annahme machen, daß in der Adsorptionsschicht an der Capillarwand, entsprechend dem dort herrschenden Druck, das Gleichgewicht stark nach der Seite des Ozons verschoben ist, und daß durch die extrem hohen Strömungsgeschwindigkeiten, die zum Zustandekommen dieses Effektes erforderlich sind (10—20 m/sec), ein Teil der Adsorptionsschicht abgestreift, und so das Ozon in das Untersuchungsgefäß fortgeführt wird, ehe es Zeit hat, den veränderten Druckverhältnissen entsprechend, wieder zu zerfallen. Also auch in diesem Falle stellt es sich bei näherer Untersuchung heraus, daß die Ozonbildung bei hoher Temperatur keine rein thermische ist. Wir können daher heute mit Sicherheit sagen, daß eine thermische Ozonbildung außer durch die oben genannten Explosionsversuche bisher niemals beobachtet wurde. Die durch Verschiebung des Ozon-Sauerstoff-Gleichgewichtes bei hohen Temperaturen gebildeten Ozonmengen sind nämlich so klein, daß sie auch im günstigsten Falle die Grenze der analytischen Nachweisbarkeit gerade nur noch erreichen.

Die praktisch wichtigste und wohl auch bekannteste Bildungsweise des Ozons ist die zuerst von WERNER VON SIEMENS beschriebene Bildung durch *stille elektrische Entladungen* in der sog. Ozonröhre. Dieselbe, später auch *Siemensröhre* genannt, bestand ursprünglich aus zwei ineinander gesteckten Glasröhren, zwischen denen der zu ozonisierende Sauerstoff hindurchströmte. Die beiden Röhren waren mit Elektrizitätsleitern versehen, z. B. mit Stanniolpapier beklebt, das mit den Polen einer hochgespannten Wechselstrom liefernden Einrichtung, z. B. mit einem Induktionsapparate, verbunden wurde. Die stillen elektrischen Entladungen mußten in diesem Falle außer dem zu ozonisierenden Gase noch zwei Dielektrika, die Glasrohre, passieren (s. Fig. 1; *a*). Um den Energieverlust zu verkleinern, wurde später das eine der beiden Dielektrika fortgelassen (s. Fig. 1; *b*). Zum Betriebe eines Ozonisators bestimmter Abmessungen ist eine ganz bestimmte Spannung erforderlich, die bei den üblichen Ozonisatoren bei etwa 10 000 Volt liegt. Verringert man die Spannung, so nimmt die Entladungsdichte und damit die Ozonbildung schnell ab, erhöht man sie über den optimalen Wert, so schlägt das Dielektrikum durch und der Ozonisator wird zerstört. Stromstärke und Spannung sind also von der Dimensionierung und dem Material der Apparatur abhängig und nur in engen Grenzen variabel. Hingegen kann die Frequenz des Wechselstroms beliebig gewählt werden. Die Ausbeute steigt mit der Frequenzerhöhung zunächst an, erreicht je nach Material und Ausmaß der Apparatur bei einigen hundert bis einigen tausend Wechseln pro Sekunde ein flaches Maximum und nimmt bei höherer Frequenz wieder ab. Endlich hängt die Ozonausbeute bei gleichen elektrischen Bedingungen von dem Druck des Gases und der Temperatur ab. Das Optimum des Druckes liegt bei etwa 1 Atmosphäre. Mit sinken-

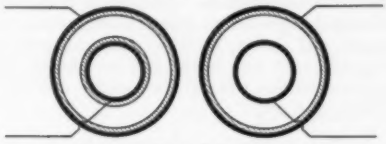

Fig. 1. Ozonisator mit 2 Dielektricis (a) und mit 1 Dielektricum (b).

der Temperatur steigt die Ausbeute. Dieses scheinbar sehr komplizierte Verhalten erklärt sich daraus, daß sich im Ozonisator zwei Erscheinungen übereinander lagern. Der Sauerstoff wird durch Ionenstoß zunächst aktiviert, beim Zusammenstoß des aktivierten und molaren Sauerstoffs wird dann das Ozon gebildet. Die Ozonbildung in reinem Sauerstoff erfolgt daher mit einer ceteris paribus der Stromstärke proportionalen Geschwindigkeit. In ozonreicheren Gemischen aber wirken die elektrischen Entladungen gerade umgekehrt, also desozonisierend. Dann finden nämlich die aktivierten Sauerstoffmoleküle häufiger Gelegenheit, mit Ozonmolekülen zusammenzustoßen und hierbei Sauerstoff zurückzubilden. Auch werden unter diesen Umständen Ozonmoleküle selbst aktiviert, die ebenfalls bei Zusammenstößen Sauerstoff bilden können. Diese desozonisierende Wirkung der elektrischen Entladung ist ebenfalls der Stromstärke proportional. Die in einem Ozonisator maximal erreichbare Ozon-Gleichgewichts-Konzentration ist also von der Stromstärke unabhängig, hängt aber von der Bildungs- und Zersetzungsgeschwindigkeit des Ozons ab, die ihrerseits wieder durch die Konzentration des Ozons, Druck und Temperatur des Gases usw. in einer durch die Messungen von WARBURG u. a. genau bekannten Weise beeinflußt werden. Die maximal erreichbare Ozonkonzentration

[1] RIESENFELD und OTSUBO, Zeitschr. f. Elektrochem. 31, 435. 1925.

beträgt unter günstigen Verhältnissen etwa 10 Vol. %. Aber selbst die direkte Darstellung von Sauerstoffgemischen, die nur den zehnten Teil der maximal möglichen Ozonkonzentration enthalten, ist unrentabel, da die Ozonausbeute pro Kilowattstunde naturgemäß um so stärker sinkt, je mehr man sich dem Gleichgewicht nähert[1].

Eine andersartige elektrische Ozonbildung tritt bei der *Elektrolyse wässriger Lösungen* ein, wenn man Sauerstoffanoden mit sehr hoher Stromdichte betreibt. Unter diesen Bedingungen ist der Sauerstoff, welcher sich an der Anode entwickelt, merklich ozonisiert (SCHÖNBEIN 1840). Bei hinreichender Kühlung kann man auf diese Weise Ozonkonzentrationen bis etwa 20 Vol. % erhalten. Die starke Ozonbildung unter diesen Verhältnissen hängt mit der hohen Konzentration an atomarem Sauerstoff unmittelbar an der Elektrode zusammen. Unter normalen Verhältnissen treten die an der Anode entladenen Sauerstoffatome bekanntlich nahezu ausschließlich zu je zwei zu molarem Sauerstoff zusammen. Mit steigender Konzentration an atomarem Sauerstoff aber nimmt die Wahrscheinlichkeit der Ozonbildung durch Zusammentritt von drei Sauerstoffatomen zu. Auch unter den günstigsten Bedingungen ist es bisher jedoch noch nicht gelungen, auf diesem Wege mit der gleichen Kilowattmenge auch nur annähernd die gleiche Ozonmenge zu erhalten, wie mit Hilfe stiller, elektrischer Entladungen[2].

Alle direkten Ozonbildungsweisen geben also im höchsten Falle Sauerstoff-Ozon-Gemische mit einem Gehalt von 10 bis 20 Vol. % Ozon. Will man reines Ozon darstellen, so bleibt nur der Weg der Verflüssigung des auf einem der genannten Wege hergestellten Sauerstoff-Ozon-Gemisches und Trennung der beiden Komponenten durch fraktionierte Destillation übrig.

Durch teilweise Kondensation eines verdünnten Sauerstoff-Ozon-Gemisches erhält man zunächst eine hellblaue Flüssigkeit, in welcher die Gesamtmenge des Ozons enthalten ist, und deren Ozonkonzentration zwischen 20 und 30 Vol. % liegt. Bei fraktionierter Destillation teilt sich die Flüssigkeit in zwei Schichten, deren unterste, tiefblauviolett gefärbte, eine Lösung von etwa 30 % Sauerstoff in Ozon, und deren obere, immer noch dunkelblau gefärbte, eine ebenfalls 30proz. Lösung von Ozon in Sauerstoff ist. Bei fortschreitender Fraktionierung verschwindet zunächst die obere Schicht, dann entweicht auch allmählich der Sauerstoff aus der zurückbleibenden Ozonschicht, und so gelingt es schließlich auf diesem Wege, reines Ozon herzustellen.

Dieses reine Ozon ist eine nahezu schwarzblau gefärbte Flüssigkeit, die erst nahe dem Siedepunkt des flüssigen Wasserstoffs, nämlich bei — 249,6° zu einer schwarzen Krystallmasse erstarrt. Trotz der tiefen Temperatur ist auch das feste Ozon eine sehr unstabile Verbindung. Eine schwache Reibung der einzelnen Kryställchen aneinander genügt, um es zur Explosion zu bringen.

Flüssiges Ozon ist so stark violettblau gefärbt, daß selbst durch ein plattgedrücktes Röhrchen von 0,2 mm Durchmesser der Faden einer hell brennenden Glühlampe nicht mehr zu sehen ist. In Analogie mit anderen sehr intensiv gefärbten Lösungen hätte auch diese metallische Leitfähigkeit zeigen können. Doch tut sie dies nicht, das Leitvermögen von reinem, flüssigen Ozon ist vielmehr sehr klein[1]. Mit flüssigem Sauerstoff ist flüssiges Ozon bei der Temperatur der flüssigen Luft, wie schon erwähnt, nur beschränkt mischbar. Bei Temperaturerhöhung nimmt die gegenseitige Löslichkeit der beiden Flüssigkeiten zu und wird bei — 158° vollständig. Der Siedepunkt des Ozons liegt bei — 112,3°.

Auch das gasförmige Ozon zeigt ein starkes Lichtabsorptionsvermögen. Es ist in konzentriertem Zustande intensiv blau gefärbt. An Zersetzlichkeit steht das gasförmige und flüssige Ozon dem festen kaum nach. Jede starke Erschütterung oder lokale Temperaturerhöhung bringt es zu heftiger Explosion.

Viel Sorgfalt wurde darauf verwandt, die Dampfdruckkurve des Ozons genau festzulegen[2]. Bei höheren Drucken wurde der Dampfdruck nach der statischen Methode gemessen, wobei das Quecksilber zum Schutz gegen den Angriff des Ozon mit Paraffinöl überschichtet war. Letzteres mußte vor der Benutzung durch stundenlange Erhitzung auf 200° bei höchstem Vakuum von allen leicht flüchtigeren Bestandteilen befreit werden. Für kleinere Drucke wurde das Paraffinöl selbst in einem zur Erhöhung der Empfindlichkeit schräg gestellten Manometerschenkel als Meßflüssigkeit benutzt. Die Drucke unter 0,1 mm Quecksilber endlich wurden nach der Überführungsmethode gemessen. Hierbei diente Wasserstoff als indifferentes Gas. Es hatte sich nämlich gezeigt, daß im Gegensatz zu Sauerstoff und Stickstoff Wasserstoff in der Nähe der Temperatur der flüssigen Luft in flüssigem Ozon nahezu unlöslich ist. Auf diese Weise war es gelungen, die Dampfdruckkurve des Ozons in dem weiten Temperaturgebiet zwischen — 193 und — 103 festzulegen und so die Konstanten der NERNSTschen Dampfdruckformel

$$\log p = -\frac{\lambda_0}{4{,}57\,T} + 1{,}75\log T - \frac{\varepsilon T}{4{,}57} + C$$

mit großer Annäherung zu bestimmen. Es wurde gefunden, wenn der Druck in mm Hg gemessen wird,

$$\lambda_0 = 3700 \qquad \varepsilon = 0{,}05099 \qquad C = 5{,}850\,.$$

C ist die sog. konventionelle chemische Konstante, deren Kenntnis zur Berechnung von chemischen Gleichgewichten, in welche das Ozon als

[1] Technisch erhält man etwa 40 g O_3 pro KWh bei einer Konzentration von 0,2 Vol% entspr. 4 g im m³.

[2] Maximalausbeute 7 g O_3 pro KWh.

[1] BEJA, Zeitschr. f. Elektrochem. **29**, 478. 1923.

[2] RIESENFELD und BEJA, Zeitschr. f. anorg. u. allgem. Chem. **132**, 179. 1923; SPANGENBERG, Zeitschr. f. physikal. Chem. **119**, 419. 1926.

reagierende oder gebildete Substanz eingeht, erforderlich ist. Dieselbe hat, wenn man den Druck in Atmosphären mißt, den Wert 3,0, während die Konstante für molaren Sauerstoff 2,8 ist und sich für atomaren Sauerstoff nach SACKUR und TETRODE der Wert 0,26 berechnet. Damit war es möglich geworden, die Gleichgewichte zwischen den drei tautomeren Formen des Sauerstoffs für alle Temperaturen voraus zu berechnen, ein Umstand, von dem wir bei den früher besprochenen Erörterungen der thermischen Bildungsweise des Ozons bereits Gebrauch gemacht haben.

Auch die Ermittlung der kritischen Daten von Ozon war nicht mühelos, doch ließen die gewonnenen Ergebnisse den beschwerlichen Weg bald vergessen[1]. Bekanntlich zeigt Sauerstoff, wie auch andere Gase mit kleinem Molekulargewicht und niedrigem Siedepunkt, ein von der VAN DER WAALSschen Theorie der übereinstimmenden Zustände stark abweichendes Verhalten. Nach BYK ist dies darauf zurückzuführen, daß sich beim Sauerstoff bereits quantenhafte Einflüsse geltend machen. Das reduzierte elementare Wirkungsquantum des Sauerstoffs beträgt nach BYK 0,124. Für Ozon errechnet sich aus den kritischen Daten ein wesentlich kleineres elementares Wirkungsquantum, nämlich 0,073. Es war daher für Ozon im Gegensatz zum Sauerstoff ein nahezu klassisches Verhalten zu erwarten, und diese Erwartung hat sich vollauf bestätigt. Damit ist erwiesen, daß die Abweichung von der VAN DER WAALSschen Theorie nicht durch die chemische Zusammensetzung der Stoffe, sondern nur durch ihre physikalischen Konstanten bedingt ist.

Bei Zimmertemperatur ist, wie schon mehrfach betont, das Ozon-Sauerstoff-Gleichgewicht vollständig nach der Seite des Sauerstoffs zu verschoben. Daß Ozon, wenn auch nicht in reiner Form, so doch in Mischung mit Sauerstoff bei Zimmertemperatur verhältnismäßig beständig ist, rührt also von der kleinen *Zersetzungsgeschwindigkeit* des Ozons her.

Zunächst hat man die Zersetzung an katalysierenden Oberflächen und die in der homogenen Gasphase voneinander zu unterscheiden. Zur ersten gehört die sog. Wandkatalyse, die bei allen Zersetzungsbeobachtungen zu berücksichtigen ist, da ja Gefäßwandungen in keinem Falle ganz vermieden werden können. Von diesem Zerfall im heterogenen System soll, da er bisher nichts prinzipiell Neues gezeigt hat, im folgenden nicht weiter die Rede sein. Wir wollen uns fortan vielmehr nur mit dem *Zerfall im homogenen System* beschäftigen. Arbeitet man in Glas- oder Quarzgefäßen, die in üblicher Weise sorgfältig gereinigt sind, so tritt der katalytische Einfluß der Gefäßwände gegenüber dem homogenen Ozonzerfall zurück. Dies wird dadurch bewiesen, daß unter gleichen Druck- und Temperaturverhältnissen und bei gleicher Ozonkonzentration die Zerfallsgeschwindigkeit vom Material der Gefäße und vom Verhältnisse von Oberfläche zu Volumen der Gefäße unabhängig ist. Daher haben alle Forscher, die auf hinlängliche Säuberung der Gefäße geachtet und die Anwesenheit gasförmiger Katalysatoren vermieden haben, unter den gleichen Bedingungen annähernd die gleiche Zerfallsgeschwindigkeit erhalten, wie Tabelle 2 zeigt.

[1] RIESENFELD und SCHWAB, Zeitschr. f. Physik II, 12. 1922.

Tabelle 2. Bimolekulare Geschwindigkeitskonstante in L/mol. min bei 100°.

Nach	Bei ungefährem O_2-Druck in mm Hg		
	1000	750	300
WARBURG	7,55	—	—
CLEMENT	—	24,6	—
JAHN (umgerechnet von 127° auf 100°	7,78	10,1	25,4
PERMAN und GREAVES	—	9,50	18,4
CHAPMAN und JONES	—	12,1	—
GRIFFITH und MCKEOWN	7,77	10,3	15,2
RIESENFELD und BOHNHOLZER	6,34	—	—

Die Abhängigkeit des Ozonzerfalls von der Konzentration läßt sich am besten an der Hand der folgenden graphischen Darstellungen verstehen (Fig. 2). In dieser ist als Abszisse der Logarithmus

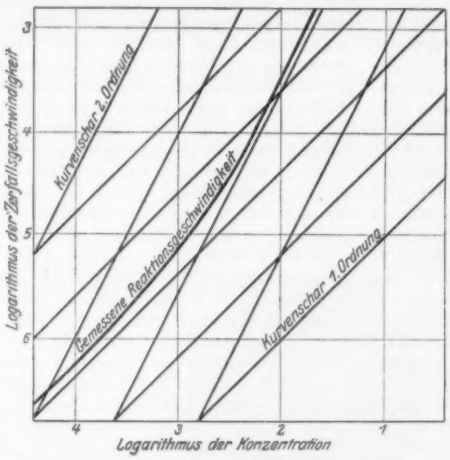

Fig. 2. Abhängigkeit der Zerfallsgeschwindigkeit des Ozons von der Konzentration.

der Konzentration, als Ordinate der Logarithmus der Zerfallsgeschwindigkeit aufgetragen. Bei dieser Darstellung entsprechen den Reaktionen verschiedener Ordnung Scharen gerader Linien, von denen diejenigen, welche mit der Abszisse einen Winkel von 45° bilden, einer Reaktion erster Ordnung, und diejenigen, welche einen Winkel von etwa $63^1/_2$° bilden, einer Reaktion zweiter Ordnung entsprechen. Der homogene Ozonzerfall wird, wie man ohne weiteres sieht, durch eine krumme Linie wiedergegeben. Dieselbe geht für hohe Ozonkon-

zentrationen in eine unter $63^1/_2°$ geneigte, und für kleine Konzentrationen in eine unter 45° geneigte Gerade über. Bei hohen Konzentrationen verläuft also der Ozonzerfall bimolekular, bei kleinen monomolekular, und bei mittleren Konzentrationen lagern sich die beiden Reaktionsordnungen übereinander.

Durch Belichtung wird der Ozonzerfall bekanntlich beschleunigt. Auch hier läßt sich genau, wie bei der Bildung von Ozon im Lichte, das EINSTEINsche photochemische Grundgesetz bestätigen. Pro 1 Quant werden im roten wie im ultravioletten Lichte 2 Mol. Ozon zersetzt[1]. Diese photolytische Zersetzung, die normalerweise nur durch Licht desjenigen Spektralbereiches erfolgt, der von Ozon absorbiert wird, erfolgt bei Anwesenheit von Chlor auch durch Lichtwellen, die nicht von Ozon sondern nur von Chlor absorbiert werden. Auch unter diesen Bedingungen werden pro 1 Quant 2 Mol. Ozon zersetzt. Diese, zuerst von WEIGERT beobachtete, dann von BONHÖFFER quantitativ untersuchte Erscheinung erklärt man dadurch, daß das durch Lichtabsorption angeregte Chlormolekül sein Quant beim Zusammenstoß mit Ozon an dieses abgibt, es so aktiviert und in die unbeständige, zum Zerfall neigende Form überführt.

KISTIAKOWSKY konnte dann zeigen, daß die photochemische Zersetzungsgeschwindigkeit durch zugesetzte indifferente Gase gehemmt wird und daß diese Hemmung der Unelastizität der Stöße symbiat läuft. Die Beeinflussung der Dunkelreaktion durch Beimengung indifferenter Gase wurde von GRIFFITH[2] aufgefunden und näher studiert.

Bestätigen sich diese Beobachtungen, so wäre dies für die Theorie der Reaktionsgeschwindigkeit von grundlegender Bedeutung. Nach der klassischen Vorstellung sollte, soweit es sich nicht um eine monomolekulare Reaktion handelt, der Ozonzerfall in der Weise erfolgen, daß zwei Ozonmoleküle unter besonders günstigen Bedingungen zusammenstoßen. Auch der monomolekulare Ozonzerfall sollte nur von der Beständigkeit des Ozonmoleküls unter den gegebenen Druck- und Temperaturbedingungen abhängig sein. Hiernach sollte also die Anwesenheit anderer, indifferenter Gase die Reaktionsgeschwindigkeit in keiner Weise beeinflussen können. Nach den neueren, besonders von FRANCK und BORN entwickelten Vorstellungen aber, sind zum Zustandekommen einer chemischen Reaktion im gasförmigen System nicht nur die beiden zusammenstoßenden Moleküle erforderlich, sondern es muß noch ein drittes Molekül da sein, welches die bei der Reaktion frei werdende Energie aufzunehmen imstande ist.

Eine solche Reaktion kommt also nur bei einem Dreierstoß zustande. Dadurch geht die Elastizität des indifferenten Gases in die Geschwindigkeitskonstante mit ein. Die Beeinflussung des Ozonzerfalls durch indifferente Gase könnte also als ein Kriterium dafür angesehen werden, ob es sich auch hier um solche Dreierstöße handelt.

Wegen dieser prinzipiellen Bedeutung wurden die GRIFFITHschen Versuche über die Beeinflussung der Dunkelreaktion durch beigemengte, indifferente Gase wiederholt[1]. Hierbei wurde eine Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Vorbehandlung der Gase gefunden, und es konnte festgestellt werden, daß die beobachtete katalytische Beschleunigung zum mindesten zum Teil durch kleine Mengen organischer Dämpfe hervorgerufen wird, die sich in den durch Kompression in Stahlflaschen verdichteten Gasen immer befinden. Dieselben rühren von den Schmierölen her, mit welchen die Hähne und der Kolben des Kompressors geschmiert werden. Leitet man das indifferente Gas erst über glühendes Kupferoxyd und adsorbiert nachher das gebildete Wasser und die Kohlensäure durch Ausfrieren mit flüssiger Luft, so nimmt die beschleunigende Wirkung ab. Bisher ist es noch nicht gelungen, zu konstanten, von der Darstellungsweise der indifferenten Gase unabhängigen Zerfallswerten des Ozons zu gelangen. Ob überhaupt bei Ausschaltung aller Verunreinigungen noch eine katalytische Beeinflussung durch indifferente Gase übrigbleibt, ist daher zur Zeit noch nicht entschieden.

Zum Schluß soll auf die praktische Verwendung, die das Ozon bereits gefunden hat, eingegangen werden. Da Ozon einerseits ein sehr starkes Oxydationsmittel ist und andererseits aus reinem Sauerstoff besteht und daher nach der Oxydation in den reaktionsträgen Sauerstoff übergeht, ohne, wie andere Oxydationsmittel, lästige Beiprodukte zu bilden, so sollte man Ozon für das idealste Oxydationsmittel halten und meinen, daß die Möglichkeit seiner technischen Verwendung ganz unbeschränkt ist. Die praktische Erfahrung aber zeigt, daß ganz im Gegenteil Ozon bisher nur eine sehr beschränkte Anwendung gefunden hat. Als reines Oxydationsmittel in der anorganischen und organischen Technik wird es bisher nur in wenigen Fällen angewandt. Hierhin gehört die Oxydation von Guajacol zur Herstellung von Vanilin, die seit längerer Zeit schon in Frankreich, Holland, England und Amerika, neuerdings auch in Deutschland mittels Ozon durchgeführt wird. Auch die Oxydation und damit Trocknung von Farblacken läßt sich durch Ozon beschleunigen. Davon macht man in Automobilwerken Gebrauch, wo es sich

[1] Im ultravioletten Lichte von WARBURG bei Anwesenheit von He beobachtet (kann Zufallswert sein) und von KISTIAKOWSKY im roten Lichte. Dort auch die andere Literatur. Zeitschr. f. physikal. Chem. **118**, 337ff. 1925.

[2] GRIFFITH, Zeitschr. f. physikal. Chem. **120**, 236. 1926. Dort auch die andere Literatur. Die Ergebnisse, die KISTIAKOWSKY bei der Licht- und GRIFFITH bei der Dunkelreaktion gefunden haben, stimmen nicht überein. Die Geschwindigkeit des Ozonzerfalls nimmt in folgender Reihe ab: Lichtreaktion He, Ar, N_2, CO_2 O_2. Dunkelreaktion: Ar, N_2, CO_2, He, O_2.

[1] RIESENFELD und BOHNHOLZER, Zeitschr. f. physikal. Chem. **128**. 1927. Erscheint demnächst.

darum handelt, zur Beschleunigung des Fabrikationsganges die Trockenzeit von Autochassis nach Möglichkeit abzukürzen. Konzentrationen von 20 mg O_3 im Kubikmeter Luft haben die Trokkenzeit auf den 3. Teil herabgesetzt. Einen für technische Zwecke geeigneten Ozonisator zeigt Fig. 3. Es ist dies ein 6-Röhrenapparat der Firma Siemens & Halske für Wechselstrom von 10 000 Per/sec. Zur Beseitigung der kapazitiven Phasenverschiebung betreibt man denselben mit Resonanztransformatoren. Infolge der hohen Wechselzahl ist die Energieaufnahme so groß, daß beide Elektroden des Ozonisators gekühlt werden müssen. Zur Kühlung der Hochspannungselektrode passiert das Kühlwasser sowohl beim Eintritt wie beim Austritt eine bis 20 cm hohe Ölschicht, wodurch jeder Stromabfluß durch das Kühlwasser vermieden ist. Noch in vielen anderen Industriezweigen wurde Ozon als Oxydationsmittel vorgeschlagen, so z. B. zur Gewinnung von Heliotropin und Piperonal, zur Herstellung von künstlichem Campher, zur Oxydation der Cellulose bei der Fabrikation von Kunstseide, zur Erzeugung von Kaliumpermanganat. Doch ist es mir nicht bekannt, daß sich diese Verfahren bereits in großem Maßstab eingeführt hätten.

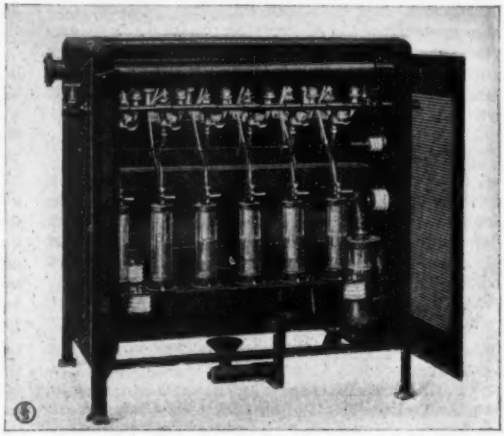

Fig. 3. Röhren-Ozonisationsapparat.

Seit langem weiß man, daß sich Ozon gierig an organische Doppelbindungen anlagert und hierbei sehr unbeständige, und daher leicht aufspaltbare Ozonide bildet. Diese Tatsache hat man zunächst versucht, als analytisches Reagenz zur Bestimmung der Zahl der Doppelbindungen zu benutzen, indem man die pro Molekül angelagerte Menge Ozon mißt. Eindeutige Resultate werden auf diesem Wege aber nicht immer erhalten. Besonders bei Verwendung von hochprozentigem Ozon und tiefer Temperatur lagern sich nämlich nicht drei, sondern vier und mehr Atome Sauerstoff unter Bildung von sog. Oxozoniden an eine Doppelbindung an. Auch die Aufspaltung größerer Moleküle in kleinere durch nachherige Zersetzung der zunächst gebildeten, an sich unbeständigen Ozonide, hat wider Erwarten bisher noch nicht in einem einzigen Falle zu einer technischen Anwendung geführt. Hierher gehört z. B. das HARRIES-KÖTSCHAU-Verfahren, das dazu dient, aus Mineralölen, die reich an ungesättigten Bestandteilen sind, oder aus entsprechenden Teerölen über die Ozonide Fettsäuren herzustellen.

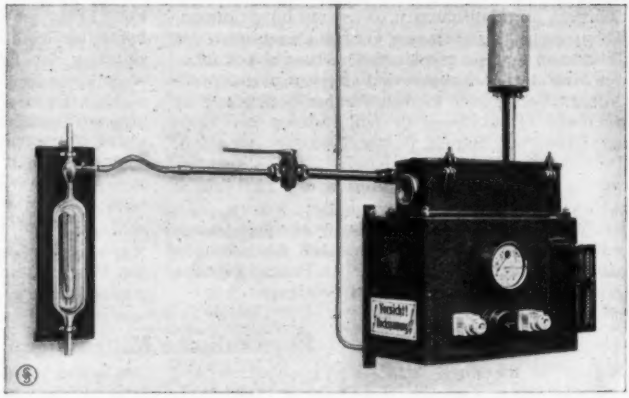

Fig. 4. Ozonanlage für Alkoholbehandlung.

Hingegen macht man von gewissen, mit der Oxydation geringer Beimengungen verknüpften Wirkungen weitgehenden Gebrauch, so z. B. beim künstlichen Altern von Spirituosen. Einen hierzu bestimmten, ebenfalls von der Firma Siemens u. Halske gebauten Apparat zeigt Fig. 4. Das Ozon oxydiert die geringen Mengen vorhandener Aldehyde zu Säuren, die sich dann mit den Alkoholen verestern. Dies äußert sich in einer Milderung des Geschmackes. Noch weiter verbreitet ist die Verwendung des Ozons zur Bleichung, Desoderation und Sterilisation. Es ist seit langem das Bestreben vieler Industriezweige, von dem früher ausschließlich benutzten Bleichmittel, dem Chlor, wegen der vielen mit der Verwendung von Chlor verbundenen Übelstände loszukommen. Daher hat man mit gutem Erfolg Chlor durch Wasserstoffsuperoxyd ersetzt. Chlor ist schon heute praktisch vollkommen verdrängt aus der Bleiche von Stroh, Federn

und anderen wertvollen Materialien, und hat zur Zeit auch in der Leinenbleiche die Hauptrolle ausgespielt. In vielen Fällen zieht man wieder dem Wasserstoffsuperoxyd das Ozon vor, trotz seines heute noch viel höheren Preises. So z. B. beim Bleichen der Wäsche in Wäschereien. Anders steht es in denjenigen Fällen, in denen die Anwesenheit von Wasser unerwünscht oder von vornherein ausgeschlossen ist. Hier schaltet das Wasserstoffsuperoxyd von vornherein aus, das Ozon hat sich daher in diesen Fabrikationszweigen gut eingeführt. So wird es bei der Bleichung der Harze und Wachse verwendet, und es ist nur eine wirtschaftliche Frage, ob es nicht in Zukunft eine noch ausgedehntere Verwendung in diesen Industriezweigen finden wird.

Als Sterilisationsmittel ist Ozon wegen seiner zerstörenden Wirkung auf maligne Bakterien besonders geeignet. Die Trinkwassersterilisation ist bekanntlich durch die Firma Siemens und Halske bis ins Einzelne durchgearbeitet worden und hat früher vielfache Anwendung gefunden. So wurden große Wasserwerke in Petersburg und Paris mit Ozonsterilisatoren ausgestattet. Heute aber ist das Ozon auf diesem Gebiete fast ganz vom Chlor verdrängt worden. Denn Chlor ist billiger als Ozon (1 kg Cl_2 ca. 30 Pfennig, 1 kg O_3 ca. 4 M.) und in Wasser viel leichter löslich.

Ein neues Anwendungsgebiet hat dafür das Ozon auf dem Gebiete der Luftverbesserung gefunden. Dieselbe empfiehlt sich besonders in stark frequentierten Räumen, wie im Zwischendeck von Schiffen, in Kaufhäusern, Versammlungsräumen, Theatern usw. Durch eine geringe Ozonisation der Luft kann man sie mit kaum in Betracht kommenden Kosten desodorieren und so leicht atembar erhalten. Von großer wirtschaftlicher Bedeutung ist auch die Ozonlüftung in Kühlräumen zur Konservierung von Fleisch, Butter, Eier usw. geworden. Praktische Versuche in Kühlhäusern haben erwiesen, daß 93% der Bakterien der Luft durch schwache Ozonisierung vernichtet werden. Zu solchen Zwecken benutzt man ausschließlich Ozonisatoren, die mit stillen elektrischen Entladungen arbeiten. Auch nach dem gleichen Prinzip gebaute Zimmerventilatoren sind viel verbreitet.

Als Zimmerdesodorator wird neuerdings durch die Silectra G. m. b. H. in Leipzig eine sehr zweckmäßig gebaute Quecksilberlampe in den Handel gebracht, bei welcher die Wirkung des ultravioletten Lichtes die Ozonbildung verursacht. Diese verbindet den Vorteil der Ozonventilatoren, daß sie ohne weiteres an jede Lichtleitung angeschlossen werden kann, mit dem zweiten, daß sie keinerlei bewegliche Teile enthält und daher keine Wartung beansprucht.

Die innere Ursache, weshalb Ozon trotz seiner leichten Beschaffbarkeit und seiner intensiven Wirkung bisher so erstaunlich geringe technische Verwendung gefunden hat, liegt erstens in der Furcht vor den mit der Handhabung konzentrierten Ozons stets verknüpften Gefahren und zweitens in den hohen Herstellungskosten des Ozons, verglichen mit denen anderer Oxydationsmittel. Was die Explosivität konzentrierten Ozons und die durch Ozon möglichen sonstigen Schädigungen anlangt, so ist diese Gefahr gewiß nicht zu unterschätzen. Reines Ozon entwickelt unter Normalbedingungen 1,54 Cal/l reines Knallgas 1,73 Cal/l. Der Energiegehalt des Ozons erreicht also fast den des Knallgases; an Brisanz wird das Knallgas sogar durch Ozon noch übertroffen. Aber ebenso, wie man die Entwicklung großer Knallgasmengen, z. B. in Akkumulatorenräumen, nicht mehr fürchtet, da man die Vorsichtsmaßnahmen, die zur Vermeidung von Explosionen erforderlich sind, genau kennt, würde sich dies auch bei Ozon erreichen lassen. Es bleibt also nur die wirtschaftliche Frage, ob man Ozon jemals wird billig genug herstellen können. Bei einer quantitativen Ausnützung der Energie könnte man pro Kilowattstunde 1,2 kg Ozon herstellen, die besten technischen Ozonisatoren liefern aber unter den günstigsten Bedingungen nur 60 g pro Kilowattstunde, also 5% der Theorie. Die Spanne zwischen Theorie und Praxis ist groß genug, um alle wirtschaftlichen Bedenken wegen der allgemeinen Anwendbarkeit von Ozon als Oxydationsmittel niederzuschlagen. Die Frage ist und bleibt nur, ob und wann es den Chemikern gelingen wird, den rechten Weg zu seiner wirtschaftlichen Darstellung zu finden.

Physikalische Mitteilungen.

Reports of the Phys.-Techn. Roentgen-Institute and The Leningrad Phys.-Techn. Laboratory 1918—1926; herausgegeben vom Scientific-technical Departement of the Supreme Council of National Economy.

Dieses 230 Seiten starke Heft enthält kurze Berichte über die wichtigsten Arbeiten, die in den beiden genannten Instituten von 1918—1926 durchgeführt wurden. Die meisten dieser Untersuchungen sind bereits vorher anderweitig (hauptsächlich in der Zeitschr. f. Phys.) mitgeteilt worden. Der Grund für die nochmalige Zusammenstellung war, jetzt, nach Abschluß der Organisationsperiode dieser Institute, ihre Ziele und Arbeitsmethoden in übersichtlicher Weise zu kennzeichnen und ihr künftiges Programm anzudeuten. Die wissenschaftliche Leistungsfähigkeit der beiden vereinigten Forschungsstellen läßt auch an sich die Redaktion eines eigenen Organs sehr wohl gerechtfertigt erscheinen. Die Herausgeber drücken ferner die Hoffnung aus, daß durch die englische Abfassung der vorliegenden Schrift auch den amerikanischen und englischen Forschern ein leichteres Verfolgen dieser Arbeiten möglich sein wird als bisher.

Das *Röntgen-Institut* steht unter der Leitung von A. F. Joffe, der diese Anstalt im Jahre 1918 mit ganz jungen Kräften gegründet und sie mit Unterstützung der Sowjet-Regierung seither trotz größter materieller Schwierigkeiten erfolgreich geleitet hat. Im Laufe der Jahre stellte sich, durch Anforderungen der Praxis erregt, das Bedürfnis nach einem mehr technisch-physikalisch gerichteten Institut heraus und es wurde

im Jahre 1925 das *physikalisch-technische* Laboratorium gegründet und dem physikalisch-technischen Röntgeninstitut angegliedert. Beide Anstalten unterstehen dem technischen Departement des obersten Wirtschaftsrates. Die Organisation der beiden Institute sei durch die folgenden Angaben skizziert. Es existieren:

1. Eine wissenschaftliche Abteilung (Leiter A. F. Joffe), die ein Laboratorium für allgemeine Physik, eines für Elektronik, eines für das Studium der Molekularphysik enthält und der ein Bureau für theoretische Physik angegliedert ist.

2. Die technisch-wissenschaftliche Abteilung wird gebildet aus einem Laboratorium für Hochvakuumtechnik, einem Röntgen-Laboratorium und einem Laboratorium für das Studium elektrischer Schwingungen.

3. Die physikalische Abteilung des technischen Laboratoriums besitzt eine Unterabteilung für elektrische und magnetische Messungen, eine für das Studium der Oberflächenerscheinungen und eine für die technische Verwendung der Röntgenstrahlen.

4. Die Abteilung für Materialprüfung besteht aus den folgenden Gruppen: mechanisch-technologische, chemisch-technologische und metallographische Abteilung.

5. Endlich sind noch Abteilungen für Wärmetechnik, Hochspannungsisolation, drahtlose Telegraphie und physikalisch-medizinische Apparate vorhanden. Insgesamt ist die Zahl der an den beiden in Lesnoi bei Leningrad gelegenen Instituten beschäftigten wissenschaftlichen Mitarbeiter etwa 120, während im ganzen 200 Personen dort tätig sind.

Von den 30 vorliegenden Arbeiten sind 7 rein theoretisch, 15 rein experimentell, 8 enthalten neue experimentelle Ergebnisse und ziehen zugleich aus ihnen theoretische Schlußfolgerungen.

Die nun folgende kurze Inhaltsangabe ist besonders unter dem Gesichtspunkt verfaßt, ob die betreffende Arbeit in einer leicht zugänglichen deutschen Zeitschrift bereits erschienen ist oder nicht. Im ersteren Falle wird bloß der Titel und der Inhalt in aller Kürze unter Hinweis auf den Erscheinungsort gegeben, während im anderen Falle ein etwas eingehenderes Referat (etwa wie in den physikalischen Berichten) zu geben versucht wird.

1. A. Joffe, *Über die Atome des Lichts.* In dieser Arbeit, welche in der Zeitschr. f. Phys. **34**, 889. 1926, erschienen ist, wird die Natur der Ausbreitung von Röntgenstrahlen untersucht und gefunden, daß die Ausbreitung in Form diskreter Lichtquanten erfolgt.

2. I. Frenkel, *Elektrodynamik des Punktelektrons.* Beitrag zur Elektrodynamik punktförmiger Elektronen. (Vgl. Zeitschr. f. Phys. **32**, 518. 1925.)

3. I. Frenkel, *Zur Elektronentheorie der Metalle.* Aus dem Virialsatz leitet der Verfasser ab, daß es im Innern eines Metalles freie Elektronen nicht geben kann; sie befinden sich vielmehr in einem eigentümlichen Bindungszustand: Nachdem sie eine Zeitlang einen bestimmten Atomkern umkreist haben, verlassen sie ihn und diffundieren zu einem anderen Atom im Gitter über. Unter der Annahme derartig durch das ganze Gitter hindurchgehender „girlandenförmiger" Elektronenbahnen wird die elektrische Leitfähigkeit der Metalle berechnet. (Vgl. Zeitschr. f. Phys. **29**, 214. 1924.)

4. I. Frenkel, *Elektronentheorie fester Dielektrika.* Es werden bestimmte Annahmen über die Elektronenbahnen im Gitter fester Dielektrika gemacht und aus ihnen die elektrischen Eigenschaften abgeleitet. (Vgl. Zeitschr. f. Phys. **25**, 1. 1924; **30**, 50. 1924.)

5. V. Bursian und W. I. Pawlow, *Über einen speziellen Fall des Einflusses einer Raumladung auf die Elektronenbewegung im Vakuum.* Raumladungen in Elektronenröhren können dazu Anlaß geben, daß in ihrer unmittelbaren Umgebung Elektronen, die von vornherein genügende Geschwindigkeit besitzen, um die Gasfüllung zum Leuchten anzuregen, so stark gebremst werden, daß sie dies nicht mehr tun können. Dann entstehen dunkle Bereiche in dem sonst leuchtenden Raum, aus deren Form man die Form der Raumladungen entnehmen kann. Es wird die Theorie dieser Erscheinungen skizziert und an einem Beispiel mit einfacher geometrischer Anordnung gezeigt, daß sie die Beobachtungen gut wiedergibt.

6. G. Grünberg, *Über die Spannungen, die in einer isotropen Kugel bei ungleichmäßiger Erwärmung entstehen.* A. Joffe hat, um den Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit auf die Festigkeit von Steinsalz zu prüfen, das Verhalten ungleichmäßig erwärmter bzw. abgekühlter Kugeln untersucht. (Zeitschr. f. Phys. **31**, 576; **35**, 442. 1926.) Die dazugehörige Theorie wird hier gegeben.

7. N. Semenoff, J. Chariton und J. Frenkel, *Über Adsorptionserscheinungen.* Nach einigen thermodynamischen Bemerkungen über Adsorption von Gasen an festen Oberflächen wird die Adsorption eines Metalldampfes an einem festen Dielektrikum rechnerisch behandelt und ein Versuch beschrieben, in dem die Adsorptionswärme von Cadmiumdampf an Glas gemessen wird. Sie beträgt 11 Cal. (Zeitschr. f. Phys. **25**. 1924; **26**, 117. 1924.)

8. V. Bursian und W. Fock, *Über die Streuung von Röntgenstrahlen durch orientierte Kryställchen.* Vollkommen ungeordnete Krystallpulver geben nach Debye und Scherrer auf einer ebenen, zum Primärstrahl senkrechten Platte ein System homogen geschwärzter konzentrischer Kreise. Wenn die Krystalliten im Pulver gewisse Orientierungen zeigen, entstehen Polanyische Punkt- und Streifendiagramme. Die Verfasser geben eine geometrische Theorie dieser Erscheinungen. Die Arbeit deckt sich inhaltlich weitgehend mit den Arbeiten von Polanyi-Weissenberg bzw. Schiebold (vgl. Zeitschr. f. Phys. **9**, 123; **10**, 44. 1922; **28**, 355. 1924).

9. N. Seljakov, *Eine einfache Methode zur Bestimmung von Röntgenwellenlängen.* An Stelle der photographischen oder jonometrischen Registrierung beobachtet der Verfasser die Interferenzen direkt am Lichtschirm.

10. N. Seljakov und A. Grasnikov, *Ein neues $K\beta_1$-Dublett der Elemente Mn und Cr.* Die Verfasser haben mit einem Siegbahnschen Spektrographen gefunden, daß die $K\beta_1$-Linie des Mn und Cr ein sehr enges Dublett bildet. Die Intensitäten von $K\beta'_1$ und $K\beta_1$ stehen zueinander im Verhältnis wie etwa 2 : 1.

11. N. Seljakov, *Eine Methode zur Teilchengrößenbestimmung mit Röntgenstrahlen.* Verfasser berechnet, wie die Schärfe der Röntgeninterferenzen abhängt von der Zahl der bei der Interferenz kohärent zusammenwirkenden Teilchen, also von der Größe der die Beugung hervorrufenden Kryställchen, und gelangt zu einer Formel, die von der bekannten Scherrerschen Formel um einen Zahlenfaktor $\sqrt{3}$ verschieden ist.

12. N. Seljakov, N. Goodzoff und Kurdumov, *Hitzebehandlung von Stahl und die hierdurch erfolgende Veränderung seiner Struktur.* Durch röntgenographische Untersuchung von Stahlproben wird festgestellt, daß

Martensit als eine metastabile feste Lösung von α-Eisen in Kohle aufgefaßt werden muß. Das Korn des Martensits ist von der Größenordnung 10^{-6} cm.

13. N. Seljakov und G. Axenov, *Eine Methode zum Auffinden von Gußfehlern in Stahl.* Aus den Schattenbildern von Gußblöcken im Röntgenlicht werden Fehlstellen aufgefunden.

14. A. F. Joffe, M. W. Kirpitcheff and M. A. Levitzky, *Festigkeit und Plastizität von Krystallen.* Es wird unter Zuhilfenahme der röntgenographischen Methode die Elastizitätsgrenze von Steinsalz gemessen. (Vgl. besonders Zeitschr. f. Phys. **31**, 576. 1926.)

15. N. Seljakov, L. Strutinsky und A. Grasnikov, *Über die Struktur von Glas. Röntgenographische Untersuchung verschiedenartiger Gläser.* Es wird die Struktur des α-Cristobalit gegeben, die des β-Cristobalit diskutiert.

16. V. R. Bursian, *Über den Einfluß einer Raumladung auf den Elektronenstrom im Hochvakuum.* Es wird der Einfluß einer Raumladung auf den Elektronenstrom in sehr ähnlicher Weise berechnet, wie es P. Epstein (Verhandl. d. dtsch. physikal. Ges. 1919, S. 85) getan hat.

17. V. Kondratieff und N. Semenoff, *Ionisation in Salzdämpfen.* Die Methode von Kallmann bzw. Smith wird verwendet, um die bei der Ionisation von $HgCl_2$, HgJ_2, $ZuCl_2$ auftretenden Bestandteile zu untersuchen. (Vgl. auch Zeitschr. f. Phys. **22**, 1. 1923; **32**, 535. 1925.)

18. P. J. Lukirskij, *Über weiche Röntgenstrahlen.* Mit Hilfe eines Vakuumspektrographen werden die K- und L-Absorptionskante des Kohlenstoffs, die L- und M-Absorptionskante des Aluminiums und die M-Absorptionskante des Zinks bestimmt. Ihre Werte in Volt betragen 288—35, 119—40, 118.

19. A. Joffe und M. Levitzkij, *Über die Festigkeits- und die Elastizitätsgrenze von Steinsalz.* Erwiderung auf Arbeiten anderer Autoren über dasselbe Thema. (Vgl. Zeitschr. f. Phys. **31**, 139; 746. 1926.)

20. A. Joffe und E. Zechnowitzer, *Über die elektrische Leitfähigkeit von Krystall- und Krystallitaggregaten.* Der Vergleich der Leitfähigkeiten von verschieden behandelten Steinsalzkrystallen zeigt, daß die elektrische Leitfähigkeit unverändert bleibt, solange keine neuen freien Oberflächen entstehen; erst die Verkleinerung der Individuen des Aggregates erzeugt einen Effekt.

21. P. J. Lukirskij, *Streuung von Elektronen an einer Oberfläche von flüssigem Quecksilber.* Wenn Elektronen kleiner Geschwindigkeit (kleiner als 10 Volt) auf eine Quecksilberoberfläche treffen, werden sie nach allen Richtungen zerstreut. Wenn die Primärgeschwindigkeit 10 Volt übersteigt, tritt nebst Streuung auch sekundäre Emission auf. Die Ionisationsspannung liegt also in dieser Gegend.

22. M. V. Kirpitscheff, *Über die Wärmeleitung in den verschiedenen Teilen von Dampfkesseln und Röhren.* Theoretische und experimentelle Abhandlung des im Titel genannten technischen Problems.

23. M. Levitzkij, *Die wahre Festigkeit von Steinsalz.* Nach der Methode der gekühlten Kugel wird die obere Grenze der Festigkeit von Steinsalz zu 70 kg/cm² bestimmt. (Vgl. auch Zeitschr. f. Phys. **22**, 286. 1923.)

24. P. J. Lukirskij, *Der Mechanismus der Stromleitung in verfärbtem Kochsalz.* Es wird festgestellt, daß durch Röntgenstrahlen verfärbtes Kochsalz im wesentlichen die gleiche elektrische Leitfähigkeit besitzt wie ungefärbtes.

25. P. J. Lukirskij, *Elektrolyse von Krystallen.* Es werden Schmelzen von $CaCO_3$, NaCl und AgCl untersucht. Im Steinsalz bewegt sich nur das Natriumion, während das Chlorion (wie auch in AgCl) sich von seiner Gleichgewichtslage nur unbeträchtlich entfernt.

26. A. Joffe, *Elektrische Leitfähigkeit dielektrischer Krystalle.* Nach der Methode von Curie wird die Leitfähigkeit von Kalzit, Schwefel, Steinsalz, Quarz usw. sowohl an sich als auch unter dem Einfluß verschiedener Strahlen (α-, β- und γ-Strahlen) untersucht und im Hinblick auf den Mechanismus der Leitfähigkeit diskutiert. (Vgl. auch Art. 20.)

27. By N. N. Semenoff, Miß V. M. Kondriavtzeff, A. Ph. Walter, A. K. Walter and Miß L. D. Inge, *Experimentelle Methoden zur Untersuchung elektrischer Felder.* Es werden zwei Methoden zur Messung elektrischer Felder gegeben.

28. N. N. Semenoff, A. P. Walter und L. D. Inge, *Über den Durchschlag fester Dielektrika.* Es wird die Temperaturabhängigkeit des Durchschlags von Kochsalz und gelatinierter Kochsalzlösung studiert.

29. A. Arseniewa und A. Joffe, *Über die photoelektrische Leitfähigkeit von Kochsalz.*

H. Mark, Ludwigshafen a. Rh.

Zuschriften.

Der Herausgeber bittet, die *Zuschriften* auf einen Umfang von *höchstens* einer Druckspalte zu beschränken, bei längeren Mitteilungen muß der Verfasser mit Ablehnung oder mit Veröffentlichung nach längerer Zeit rechnen.

Für die Zuschriften hält sich der Herausgeber nicht für verantwortlich.

Über die Streuung von Elektronen an Krystallen.

Im April veröffentlichten Davisson und Germer in der Nature[1] aufsehenerregende Versuche über die Streuung von Elektronen an einem Nickeleinkrystall. Für bestimmte Geschwindigkeiten der senkrecht auf die Krystalloberfläche auftreffenden Elektronen ergaben sich in gewissen Richtungen charakteristische Intensitätsmaxima der reflektierten Elektronen, die lebhaft an die Interferenzerscheinungen bei Röntgenstrahlen erinnern, obwohl sie diesen an Schärfe etwas nachstehen. Zwischen der de Broglie-Wellenlänge $\lambda = \frac{h}{mv}$ der Elektronen und dem Winkel Θ zwischen einfallendem und gestreutem Strahl ergibt sich dabei, ebenso wie für Röntgenstrahlen, die Relation

$$k\lambda = d \sin \Theta ,$$

wo d der Abstand zweier senkrecht zur Einfallsebene in der Krystalloberfläche verlaufender Reihen von Atomen und k eine kleine ganze Zahl ist. Doch zeigt sich in der *Auswahl* der selektiv reflektierten Wellenlängen eine charakteristische *Abweichung* von den Verhältnissen bei Röntgenstrahlen: Die selektiv reflektierten Elektronenwellenlängen sind stets *kleiner* als die korrespondierenden Röntgenwellenlängen. Davisson und Ger-

[1] Nature **119**, 558 (16. April 1927).

MER deuten diesen Effekt durch eine Kontraktion des Krystalls. („DAVISSON-Kontraktion".)

Etwas wahrscheinlicher wurde die Annahme einer solchen Kontraktion durch eine theoretische Arbeit von PATTERSON[1]. Er findet die Unschärfe der Interferenzmaxima in Übereinstimmung mit der Annahme, daß im wesentlichen nur die *beiden obersten* Netzebenen des Krystalls die Interferenzen verursachen sollen[2].

Der Abstand dieser beiden Ebenen könnte nun zwar einen anomalen Wert annehmen, doch ist der vom Experiment geforderte Betrag der Kontraktion (auf $^1/_3$ des normalen Abstandes) auch hier unwahrscheinlich, da die Kontraktion nur durch die übergreifenden Kräfte von einer Netzebene auf die übernächste bewerkstelligt werden kann[3] und diese Kräfte bei einem nichtpolaren Krystall wie Ni vermutlich sehr klein sind.

Viel plausibler erscheint es, den Grund der „Kontraktion" im Elektron zu suchen. Dies genügt ja der SCHRÖDINGERschen Differentialgleichung

$$\Delta u + \frac{8\pi^2 m}{h^2}(E - V)u = 0, \qquad (1)$$

wo E die (konstante) Gesamtenergie (= Elementarladung mal Bombardierungspotential), V die potentielle Energie und u der Raumteil der Wellenfunktion des Elektrons ist. Für ebene Wellen (freie Elektronen) wird die Wellenlänge

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m(E - V)}} \qquad (2)$$

wesentlich bestimmt durch die potentielle Energie V, die in den starken Atomfeldern des Krystalls sicher einen anderen Wert annimmt als außerhalb. Die Veränderlichkeit von V kommt also dem Ansatz eines Brechungsindex für die Elektronenwellen gleich, welcher definiert ist als

$$n = \frac{\lambda_{\text{Vacuum}}}{\lambda_{\text{Krystall}}} = \frac{\Lambda}{\lambda} = \frac{\sqrt{E - V}}{\sqrt{E}} = \sqrt{1 - \frac{V}{E}}, \qquad (3)$$

worin V die gemittelte potentielle Energie des Elektrons im Krystall bedeutet, wenn die potentielle Energie außerhalb gleich Null gesetzt wird.

Rechnet man mit einem solchen Brechungsindex n, und bezeichnet man den Winkel des zurückgeworfenen Strahles mit der Senkrechten auf der Krystalloberfläche (Z-Achse) außerhalb des Krystalls mit Θ und innerhalb mit ϑ, so sind Θ und ϑ durch das Brechungsgesetz verknüpft:

$$\frac{\sin\Theta}{\sin\vartheta} = n. \qquad (4)$$

(Die analoge Beziehung gilt für die Winkel Θ_0 und ϑ_0 des einfallenden Strahles, die aber in den Experimenten von DAVISSON und GERMER gleich Null sind.) Betrachten wir nun die LAUEschen Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} a(\alpha - \alpha_0) &= h_1\lambda \\ b(\beta - \beta_0) &= h_2\lambda \\ c(\gamma - \gamma_0) &= h_3\lambda, \end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

wo a, b, c die Gitterabstände des rhombisch angesetzten Gitters sind, und drücken wir die Richtungskosinus α, β, γ durch ϑ und einen Azimutalwinkel φ aus, der bei der Brechung unverändert bleibt, so wird

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= \sin\vartheta\cos\varphi \\ \beta &= \sin\vartheta\sin\varphi \\ \gamma &= \cos\vartheta \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

und entsprechend $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$. Gehen wir nunmehr von den Größen ϑ und λ im Krystall zu den entsprechenden Θ und Λ außerhalb über, die allein der Messung zugänglich sind, so wird

$$\left.\begin{aligned} a\left(\frac{\sin\Theta}{n}\cos\varphi - \frac{\sin\Theta_0}{n}\cos\varphi_0\right) &= h_1\frac{\Lambda}{n} \\ b\left(\frac{\sin\Theta}{n}\sin\varphi - \frac{\sin\Theta_0}{n}\sin\varphi_0\right) &= h_2\frac{\Lambda}{n} \\ c\left(\sqrt{1 - \frac{\sin^2\Theta}{n^2}} - \sqrt{1 - \frac{\sin^2\Theta_0}{n^2}}\right) &= h_3\frac{\Lambda}{n} \end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

oder

$$\left.\begin{aligned} a(\sin\Theta\cos\varphi - \sin\Theta_0\cos\varphi_0) &= h_1\Lambda \\ b(\sin\Theta\sin\varphi - \sin\Theta_0\sin\varphi_0) &= h_2\Lambda \\ c\left(\sqrt{n^2 - \sin^2\Theta} - \sqrt{n^2 - \sin^2\Theta_0}\right) &= h_3\Lambda. \end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

Für die Komponenten parallel der Oberfläche des Krystalls (a, b) bleibt also das Phänomen genau so, als ob kein Brechungsindex vorhanden wäre und infolgedessen bleibt auch die Beziehung zwischen Θ und Λ unverändert ($\Theta_0 = 0$)

$$k\Lambda = d\sin\Theta.$$

Dagegen wird die Komponente senkrecht zur Krystalloberfläche (c) erheblich beeinflußt und hierdurch die Auswahl der selektiv reflektierbaren Wellenlängen: Es muß eben die Wellenlänge λ *innerhalb* des Krystalls den LAUEschen Gleichungen genügen, nicht Λ *außerhalb* des Krystalls. Da nun die selektiv reflektierbaren Elektronenwellenlängen im Vakuum Λ *kleiner* sind als die von der LAUEschen Theorie geforderten λ, so ergibt sich ein Brechungsindex $n < 1$, entsprechend positivem V bzw. Abbremsung der Elektronen im Krystall. Die Tabelle enthält die Werte des Brechungsindex, wie sie sich aus den DAVISSONschen Versuchen ergeben:

E (Volt)	$\lambda_{\text{Vakuum}} = \frac{h}{mv}$ in Å	Entsprechende Röntgenwellenlänge in Å	Brechungsindex n
54	1,67	2,03	0,82
65	1,52	1,84	0,82
100	1,22	1,49	0,82
126	1,09	1,35	0,81
138	1,04	1,22	0,85
159	(0,97)	(1,04)	(0,93)[1]
170	0,94	1,04	0,90
174	(0,93)	(1,13)	(0,82)
174	0,93	1,01	0,92

Der Brechungsindex wird also erheblich von 1 verschieden; er nähert sich, wie die Theorie es fordert, mit wachsendem E dem Wert 1. V ergibt sich zu etwa 20 Volt.

Wesentlich tiefergehend ist eine Untersuchung nach dem Muster der EWALDschen dynamischen Theorie der Röntgenreflexionen[2]. Die potentielle Energie V wird im Krystall in eine Fourierreihe entwickelt, die in den Gitterabständen periodisch ist; ein entsprechender An-

[1] Nature **120**, 46 (9. Juli 1927).

[2] Das würde starker Massenabsorption (Anregung der Ni-Atome durch Elektronenstoß) entsprechen. Setzt man diese allgemeiner in Form einer exponentiellen mit dem durchlaufenen Weg abnehmenden Amplitude in Rechnung, so ergibt sich von selbst eine Verschiebung des Interferenzmaximums in der vom Experiment geforderten Richtung, jedoch nur um höchstens 2% des beobachteten Betrages.

[3] BORN, Enzykl. d. math. Wiss. Bd. V 3, S. 538.

[1] Die eingeklammerten Werte beziehen sich auf Strahlen, die nahezu in der Richtung des einfallenden Strahles reflektiert werden und deren Messung von DAVISSON und GERMER als ungenau bezeichnet wird.

[2] Ann. d. Phys. **54**, 519. 1917.

satz für u gestattet, die Differentialgleichung (1) zu integrieren. Auch hieraus folgt die unveränderte Beziehung $k\lambda = d \sin \Theta$ zwischen Wellenlänge und Ort des Interferenzmaximums. Die Selektion läßt sich in erster Näherung durch einen Brechungsindex beschreiben, in den das Absolutglied der Fourierreihe (räumliches Potentialmittel) eingeht; in zweiter Näherung spielen die höheren Fourierkoeffizienten eine wesentliche Rolle und verursachen eine Abhängigkeit des Brechungsindex von der Strahlrichtung, und eine Unschärfe der Maxima.

Abschließend läßt sich noch nicht sagen, ob *nur* ein *Brechungsindex oder auch* eine *Krystalldeformation* für die „DAVISSON-Kontraktion" verantwortlich ist; jedoch wird sich wohl eine quantitative Beziehung zwischen den Einflüssen dieser beiden Faktoren auffinden lassen. Jedenfalls kommt die ganze Reflexion überhaupt nur durch die Atomfelder im Krystall zustande, die sich in rohester Näherung durch einen Brechungsindex beschreiben lassen; und es ist deshalb zu erwarten, daß der Brechungsindex einen wesentlichen Einfluß auf die Auswahl der reflektierbaren Wellenlängen ausübt.

Das Problem wurde mir im Anschluß an ein Kolleg von Herrn Prof. SOMMERFELD gestellt, dem ich für sein hilfreiches Interesse an dem Fortgang der Arbeit meinen Dank aussprechen möchte.

München, Institut f. theoret. Physik, Juli 1927.
HANS BETHE.

Der Gehalt photographischer Schichten an metallischem Silber.

Seit langer Zeit besteht die Vermutung, daß beim Reifen der Halogensilberemulsionen durch die schwache Reduktionswirkung der Gelatine metallisches Silber entsteht, und daß diese „Reifungskeime" von großer Bedeutung für die Lichtempfindlichkeit der normalen photographischen Schichten sind (Literatur bei LÜPPO-CRAMER, Die Grundlagen des photographischen Negativverfahrens, S. 9. Halle 1927). In neuerer Zeit wird die Frage in Verbindung mit der Schwefelsilberhypothese SHEPPARDS wieder eifrig diskutiert. Es ist uns gelungen durch ein sehr empfindliches Analysenverfahren das Reifungssilber, auf dessen Anwesenheit bisher nur indirekt aus der Entwickelbarkeit der Schichten nach Belichtung geschlossen wurde, analytisch quantitativ zu bestimmen. Wir benutzten die sehr elegante Methode der Differentialtitration von COX, die von CLARK auf Silberbestimmungen angewendet wurde und verfeinerten sie so weit, daß wir bei Titration mit 0,0001 norm. KJ-Lösung noch 0,001 mg Ag-Ionen in 20 ccm Lösung bestimmen konnten. Eine sichtbare, etwa nephelometrisch nachweisbare, Trübung von Halogensilber trat hierbei überhaupt nicht mehr auf. Die Aufschließung der silberarmen Schichten geschah mit Salpetersäure nach einer sehr einfachen Methode, die im Gegensatz zu den vorliegenden komplizierten Verfahren von WEIGERT, SCHOELLER und SCHUBERT und von EGGERT und NODDACK, praktisch verlustfrei arbeitete.

Der Silbergehalt von 9/12 Platten einiger normaler Handelssorten ist in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Tabelle 1.

	mg in 9/12 cm	mg/cm²
Normal-Handelsplatten	0,020	$1{,}88 \cdot 10^{-4}$
Agfa-Röntgen	0,019	$1{,}82 \cdot 10^{-4}$
Agfa-Kontrast	0,021	$2{,}00 \cdot 10^{-4}$
Hauff-Ultra (alt)	0,030	$2{,}80 \cdot 10^{-4}$

Daß es sich hier wirklich um Reifungssilber handelt, geht aus der nächsten Tabelle hervor, in der verschiedene selbst hergestellte Halogensilber-Gelatineemulsionen (0,66 mg Ag/qcm) frisch und nach verschiedenen Reifungszeiten bei 70° untersucht wurden. Wie zu erwarten war, nahm die Silbermenge beim Chlorsilber schnell, beim Bromsilber langsamer und beim Jodsilber gar nicht mit der Reifungszeit zu. Die Korngröße wuchs bei allen 3 Emulsionen mit der Dauer des Erwärmens. Außer beim AgJ wurden die Platten während des Reifens empfindlicher, und zuletzt trat starker Schleier auf.

Tabelle 2.

	0	1	2	4 Stunden bei 70° gereift	
AgCl . .	1,00	1,84	2,50	2,91	10^{-4} mg Ag/qcm.
AgBr . .	1,00	1,25	1,69	2,44	
AsJ . .	0,97	0,94	0,81	0,81	

Das gewöhnliche experimentelle Mittel zur Stütze der Reifungskeimhypothese ist die Sensitometrie der Platten nach Behandlung mit einem Oxydationsmittel. Wir benutzten das von CLARK als sehr milde wirkend erkannte desensibilisierende Kaliumpersulfat (1 Stunde Einwirkungsdauer) und fanden (Tabelle 3), daß es die Menge des analytisch zu bestimmenden Silbers einer unbelichteten Platte weitgehend verringerte. Gleichzeitig nahm ihre Lichtempfindlichkeit bedeutend ab. Hierdurch wurde gleichzeitig gezeigt, daß die Substanz nicht etwa Schwefelsilber ist (SHEPPARD), da Ag_2S nicht vom Persulfat gelöst wird.

Tabelle 3.

	ohne	mit Persulfat	
Eigene AgBr-Emulsion 1 Stunde gereift	1,06	0,33	10^{-4} mg Ag/qcm.
Agfa-Spezialplatte . .	1,38	0,18	

Die hier mitgeteilten Messungen zeigen, daß der Gehalt an metallischem Silber und wichtige photochemische Eigenschaften der photographischen Schichten parallel veränderlich sind, so daß hier ein neues objektives Mittel zu ihrer Untersuchung vorzuliegen scheint. Die ausführliche Diskussion der Methoden und einige weitere mit ihr gewonnene Ergebnisse sollen demnächst an anderer Stelle veröffentlicht werden.

Leipzig, den 30. Juli 1927. F. WEIGERT. F. LÜHR.

Spaltung von Wasserstoffmolekülen durch Elektronenstoß und Nachweis der entstehenden Wasserstoffatome auf chemischem Wege.

Wasserstoffatome entstehen aus Wasserstoffmolekülen durch Elektronenstoß auf *indirektem* Wege auf zwei Weisen:

1. Oberhalb der Ionisierungsspannung des molekularen Wasserstoffes von etwa 16 Volt durch Reaktion primär gebildeter H_2+-Ionen mit Wasserstoffmolekülen nach dem Schema:

$$H_2+ + H_2 = H_3+ + H, \qquad \text{(Gl. 1)}$$

wie dies von SMYTH[1], HOGHES und LUNN[2] und fast gleichzeitig und unabhängig von KALLMANN und BREDIG[3] als Hypothese geäußert und durch eine neuere Untersuchung der beiden Verfasser[4] experimentell bewiesen wurde.

[1] SMYTH, Phys. Rev. **25**, 452. 1925.
[2] HOGHES und LUNN, Phys. Rev. **26**, 44. 1925.
[3] KALLMANN und BREDIG, Zeitschr. f. Phys. **34**, 736. 1925.
[4] DORSCH und KALLMANN, Zeitschr. f. Phys. **44**, 565. 1927.

2. Unterhalb der genannten Ionisierungsspannung, aber oberhalb der Anregungsspannung der Wasserstoffmoleküle von 11,1/Volt durch Reaktion angeregter Wasserstoffmoleküle mit nicht angeregten.

Direkt entstehen Wasserstoffatome durch gleichzeitige Anregung von Elektronensprüngen und Kernschwingungen, wie dies aus den Untersuchungen von WITMER[1] einerseits und DIEKE und HOPFIELD[2] andererseits über die Bandenspektren des Wasserstoffes hervorgeht.

Zweitens könnten Atome direkt auch durch bloße Anregung von Kernschwingungen entstehen.

Die Herren L. L. HUGHES und A. M. SKELLET[3] glauben nun in einer eben im Juliheft des Phys. Rev. 1927 erschienenen Arbeit über diesen Gegenstand in dem ganzen Spannungsgebiet oberhalb 11,5 Volt eine *direkte* Bildung atomaren Wasserstoffes durch Elektronenstoß auf Wasserstoffmoleküle darzutun und die Möglichkeit der Wasserstoffatombildung durch nachträgliche Dissoziation bei Zusammenstößen von angeregten und ionisierten Molekülen negieren zu müssen. Sie lassen dabei die Bildung von H-Atomen gemäß Gl. (1) ganz außer Betracht und diskutieren nur die Möglichkeit des Zerfalls von H_2^+ in H^+ und H, welche Möglichkeit diese Autoren aber durch ihre Versuche als widerlegt ansehen.

Nach Untersuchungen, an denen wir schon seit längerer Zeit arbeiten (und von denen ein Teil in der Zeitschr. f. Physik in Druck gegeben worden ist, bevor die erwähnte Arbeit von HUGHES und SKELLET zu unserer Kenntnis gelangte), kommen wir auch zu dem Schluß, daß im freien Gasraum ein Zerfall von H_2^+ in H^+ und H nur selten vorkommt. Dagegen behaupten wir außer der von HUGHES und SKELLET gefundenen *direkten* H-Atombildung eine *indirekte* gemäß Gl. (1) (nach der Methode der Ionenstrahlanalyse). Es ist uns weiter gelungen, diese H-Atombildung auch *chemisch* nachzuweisen. Dabei können wir aber die durch Anregung von Molekülen und die durch Ionen hervorgerufene H-Atombildung voneinander unterscheiden. Es hat den Anschein, daß die so von uns gefundenen H-Atome in der Tat gemäß Gl. (1) gebildet werden (bei genügend hohen Drucken). Die Ausbeute an H-Atomen bestimmen wir durch Vergleich verschieden starker Schwärzungen von Bleichlorid, das nach der stöchiometrischen Gleichung $2\,H + PbCl_2 = Pb + 2\,HCl$ zu Blei reduziert wird, während wir die positiven Ionen durch positive Aufladung der Bleichlorid-Elektrode sorgfältig fernhalten. Es scheinen also oberhalb der Ionisierungsspannung des Wasserstoffes die auf *indirektem* Wege nach Gl. (1) gebildeten Wasserstoffatome aufzutreten.

Im Gebiet zwischen 11,5 Volt und der Ionisierungsspannung des Wasserstoffes ist das Auftreten *direkt* gebildeter H-Atome gemäß den Untersuchungen von WITMER und von DIEKE und HOPFIELD zu erwarten. Die Herren HUGHES und SKELLET erbringen ihren Nachweis auf physikalischem Wege durch ihr Ausfrierverfahren, wir haben ihn auf chemischem Wege durch unser Bleichloridverfahren erlangt. Nach unseren Ergebnissen tritt jedoch eine Dissoziation des Bleichlorids auch durch Wasserstoff ein, der mit Elektronen von weniger als 11,5 Volt bombardiert wird und somit nicht in bezug auf die Elektronen angeregt sein kann. Die Schwärzung ist jedoch in diesem Falle sehr schwach, und wir fanden auch mehrere Fehlerquellen, die einen kleinen solchen Effekt vortäuschen können. Von solchen ist in erster Linie eine elektrolytische Abscheidung von Pb an der Grenze $PbCl_2$/Vakuum durch auftreffende Elektronen festgestellt worden. Dabei sei erwähnt, daß die von dem angeregten Wasserstoff emittierte ultraviolette Strahlung, wie wir fanden, ebenfalls eine Schwärzung des Bleichlorids hervorruft. Als Beleg für die Richtigkeit dieser Beobachtung konnten wir feststellen, daß auch die ultraviolette Bestrahlung durch eine Quarzlampe, eine, wenn auch schwächere Chlorbleidissoziation bewirkt.

Eine endgültige Entscheidung über diese Versuche ist nur durch ganz subtile und quantitative Untersuchungen möglich, mit denen wir noch zur Zeit beschäftigt sind. Es ist grundsätzlich durchaus möglich, daß sich eine unmittelbare Dissoziation von H_2 in 2 H-Atome ohne Anregung von Elektronen erzwingen läßt.

Berlin-Dahlem, Kaiser Wilhelm-Institut für physikalische Chemie und Elektrochemie.

KARL E. DORSCH und H. KALLMANN.

[1] WITMER, Phys. Rev. **28**, 1223. 1926; Proc. of the nat. acad. of sciences U. S. A. **12**, 238. 1926.

[2] DIEKE und HOPFIELD, Zeitschr. f. Phys. **40**, 299. 1926.

[3] L. L. HUGHES und SKELLET, Phys. Rev. Juli 1927.

Besprechungen.

Handbuch der Physik. Herausgegeben von H. GEIGER und KARL SCHEEL. Bd. 17: Elektrotechnik. Red. v. W. WESTPHAL. Berlin: Julius Springer 1926. X, 392 S. und 360 Abb. Preis geh. RM 31.50, geb. RM 33.60.

Das gewaltige Gebiet der Elektrotechnik kann im Rahmen eines Handbuches der Physik naturgemäß keine systematisch vollständige Darstellung finden. In dem vorliegenden Band ist die Auswahl des Stoffes nach dem Gesichtspunkt getroffen worden, dasjenige zu bringen, was vom Standpunkte des Physikers aus in der Elektrotechnik besonders bemerkenswert ist. Dabei ist offenbar der reine Physiker ins Auge gefaßt worden; der technische Physiker würde wohl sehr viele Dinge ausführlicher wünschen.

Das Kapitel: Telegraphie und Telephonie auf Leitungen von F. BREISIG behandelt zunächst die theoretisch interessanten Verhältnisse in den Telegraphenleitungen: Selbstinduktion, Kapazität und Widerstand beeinflussen die Zeit für die Übertragung eines Zeichens; es gilt die Verhältnisse so zu wählen, daß ein Maximum an Schnelligkeit und Formtreue der Zeichengebung erreicht wird. Die technischen Anordnungen hierfür in Telegraphie und Telephonie werden dann soweit dargestellt, daß man ein anschauliches Bild über den heutigen Stand dieser Technik erhält. F. KIEBITZ behandelt dann die drahtlose Telegraphie und Telephonie in einer Darstellung, die, ohne auf Schaltungen und andere Einzelheiten zu sehr einzugehen, die physikalischen Grundlagen dieses Gebietes in ansprechender Weise in den Vordergrund rückt. H. BEHNKEN bespricht dann die Einrichtungen der Röntgentechnik und Elektromedizin; die wichtige Frage der Dosierung der Strahlen wird eingehend behandelt. Das Wichtigste über den Aufbau und die Konstruktionsprinzipien der Transformatoren, Gleich- und Wechselstrommaschinen bringen zwei Kapitel von R. und V. VIEWEG. Die Theorie und die technische Verwendung der Quecksilberdampf-Gleichrichter beschreibt A. GÜNTHER-SCHULZE. Von der Hochspannungstechnik sind nur Teilgebiete herausgegriffen: W. O. SCHUMANN beschreibt das Verhalten der Isolation gegen Hochspannung, sowie die starken Kapazitätswirkungen, die in der Hochspannungstechnik auftreten, A. FRAENCKEL die Über-

spannungen und Überströme, die alle Schaltvorgänge bei Wechselstrom komplizieren.

Obgleich die gesuchte Kürze in der Behandlung der Elektrotechnik durch Beschränkung auf das den Physiker Interessierende erreicht worden ist, vermitteln doch die meisten Kapitel des Bandes einen gewissen Gesamteindruck über die betreffenden Spezialgebiete. Nur die in den zwei letzten Kapiteln enthaltene Hochspannungstechnik kommt in dieser Hinsicht schlechter weg. Hier würde ein kurzer Überblick über den ganzen Aufbau der Hochspannungstechnik mit ihren Überlandzentralen usw. — vielleicht eingeflochten in die Darstellung der speziell physikalischen Dinge, wie das z. B. in den beiden ersten Kapiteln des Bandes über die Leitungs- und Radiotelegraphie geschickt geschehen ist — wohl auch das Interesse der reinen Physiker gefunden haben und somit in das Handbuch gepaßt haben. Überdies ist der vorliegende Elektrotechnikband der dünnste von den bisher erschienenen Bänden des Handbuches; es könnte also wohl die Meinung aufkommen, daß in der Abstinenz von allem rein Technischen etwas zu weit gegangen sei. Vielleicht sollte man auch nicht vergessen, daß von physikalisch gut orientierter Seite geschriebene Artikel über mehr technische Dinge eine starke Werbekraft für das Technische auch im Lager der Theoretiker haben können, woraus natürlich mannigfacher Nutzen entspringen kann.

E. Regener, Stuttgart.

KOHLRAUSCH, FRITZ, **Probleme der γ-Strahlung.** Sammlung Vieweg (Tagesfragen aus dem Gebiete der Naturwissenschaften und der Technik. Heft 87/88.) Braunschweig: Fr. Vieweg & Sohn 1927. VIII, 155 S. und 27 Abbild. 14 × 22 cm. Preis RM 10.—.

Das vorliegende Buch ist die erste über γ-Strahlenprobleme veröffentlichte Monographie und schon aus diesem Grunde ist sein Erscheinen zu begrüßen. Daß der Verf. zu der Erforschung des einschlägigen Fragenkomplexes selbst sehr wesentlich beigetragen hat, gibt dem Werk seinen besonderen Wert.

Nach einem allgemeinen Überblick über das mit der γ-Strahlung verknüpfte Erscheinungsgebiet und die sich daran schließenden theoretischen Fragen werden in den zwei folgenden Abschnitten die elektromagnetische Theorie und die Lichtquantentheorie besprochen, wobei der Compton-Effekt gemäß seiner Bedeutung für γ-Strahlen eine ausführliche und sehr klare Darlegung findet. Daran schließt sich die Zählung der γ-Impulse und die Bestimmung der Wellenlänge der γ-Strahlen aus ihrem Photoeffekt. Den mit dem Emissionsmechanismus der γ-Strahlen eng verbundenen Energiefragen sind der 6. und 7. Abschnitt gewidmet. Im 7. Abschnitt werden außerdem die Art der Ionisierung durch γ-Strahlen und die daraus entspringenden methodischen Schwierigkeiten eingehend beschrieben. Der 8. und 9. Abschnitt bringen die Erscheinungen der Absorption und Streuung. Da den meisten Untersuchungen an γ-Strahlen gerade die in der Absorption und Streuung zum Ausdruck kommende Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie zugrunde liegt, ist es von großem Wert, daß der Verf. diese Fragen sehr ausführlich behandelt. Er ist ja auch einer der besten Kenner speziell dieses Gebietes, und so enthalten diese Abschnitte abgesehen von der ausgezeichneten Darlegung eine Fülle sehr dankenswerter Anregungen für den Experimentator. Der letzte (10.) Abschnitt bringt eine kritische Zusammenfassung von Fragestellung und bisheriger Beantwortung, um den Weg zu weisen, auf dem ein tieferes Eindringen in die vielen ungelösten Probleme versucht werden könnte.

Ein anschließendes Formelverzeichnis, ein sehr übersichtliches Literaturverzeichnis, sowie ein Namen- und Sachverzeichnis gestatten eine bequeme und schnelle Orientierung.

Das kleine Werk bringt trotz des geringen Umfanges nicht nur eine sehr vollständige Besprechung aller irgendwie wesentlichen Arbeiten, sondern verweist auch überall mit seltener Klarheit und kritischer Objektivität auf die etwa vorhandenen Lücken in den Beweisführungen. Natürlich kommt in der Art der Darlegung und Auffassung mancher noch im Fluß befindlichen Fragen die spezielle Einstellung des Verf. zum Ausdruck; aber diese persönliche Note gibt dem Buch einen eigenen Reiz und sichert ihm eine Einwirkung auf die weitere Forschung. Jeder an dem Gebiet Interessierte wird das Buch mit Freude und Nutzen lesen und dem Verf. aufrichtigen Dank wissen, daß er sich als so zuverlässiger Führer und anregender Berater erweist.

L. Meitner, Berlin-Dahlem.

COHN, EMIL, **Das elektromagnetische Feld.** Ein Lehrbuch. Zweite, völlig neu bearbeitete Auflage. Berlin: Julius Springer 1927. VI, 366 S. und 41 Abbildungen. 14 × 21 cm. Preis geb. RM 24.—.

Der Verfasser bezeichnet das Buch als eine *freie Bearbeitung* seiner im Jahre 1900 erschienenen, gleich betitelten Vorlesungen über die Maxwellsche Theorie. In der Tat handelt es sich zum größten Teile um ein durchaus neues Buch. Rein äußerlich ist der Umfang nahezu auf die Hälfte desjenigen der ersten Auflage verringert worden, obwohl natürlich gegen früher viel neuer Stoff, besonders in Rücksicht auf die Elektronentheorie und die Relativitätstheorie, zu berücksichtigen war. Einen gewissen Anteil an dieser Verringerung des Umfanges kann dem Umstand zugeschrieben werden, daß jetzt (im Gegensatz zur ersten Auflage) überall die (dreidimensionale) Vektorrechnung gebracht wird, deren Grundbegriffe als bekannt vorausgesetzt werden. (Ein Anhang bringt außer einer Übersicht der durchgehend benutzten Bezeichnungen eine Zusammenstellung der Formeln der Vektoranalysis.) Ferner ist in denjenigen Abschnitten, die sich ihrem Inhalt nach noch einigermaßen an die erste Auflage anschließen, die Darstellung fast überall knapper und konzentrierter gefaßt worden. Endlich sind allerlei in der ersten Auflage breit ausgeführte Betrachtungen gänzlich gestrichen worden.

Der allgemeine Charakter des Buches kann vielleicht am besten durch einen Vergleich mit den bekanntesten anderen Darstellungen der Theorie der Elektrizität, insbesondere mit den Büchern von Abraham und Frenkel, gekennzeichnet werden. Man kann kurz sagen, daß das Cohnsche Buch in seiner neuen Gestalt — vom letzten Kapitel vielleicht abgesehen — im Vergleich mit jenen Büchern in sehr viel *geringerem Grade für den Theoretiker* und in sehr viel *höherem Grade für den Praktiker*, den *experimentellen Physiker* und den *Techniker* geschrieben ist. Den Anwendungen der allgemeinen Gesetze in den verschiedenen Meßinstrumenten und in den Grundtypen der elektrotechnischen Maschinen ist ein breiter Raum gewidmet; Betrachtungen rein theoretischer Art treten demgegenüber in den Hintergrund. Ein etwas ausführlicherer Bericht über den Inhalt der verschiedenen Kapitel, den ich hier geben möchte, wird das sehr deutlich erkennen lassen.

Schon das erste Kapitel: *Das stationäre elektrische Feld*, bringt eine große Fülle von Stoff. Die allgemeinen Ausführungen über das elektrostatische Feld — unter Berücksichtigung beliebig verteilter (isotroper) Di-

elektrica — über die mechanischen Kräfte im Felde und über stationäre Ströme werden ergänzt durch Anwendungen auf die wichtigsten speziellen Beispiele (Kugeln, Ellipsoide, Hohlkugeln, parallele Drähte und Platten) und durch sehr sorgfältige ausgeführte Erläuterungen über Elektrometer, über Kontaktpotentialdifferenzen, absolute Widerstandsgrößen usw.

Im zweiten Kapitel, das dem *stationären magnetischen Feld* gewidmet ist, werden außer den allgemeinen Gesetzen und den Berechnungen von Selbstinduktionen usw. einige Ausführungen gebracht über die Hysteresis sowie über die Anwendungen der Theorie auf Drosselspulen, Elektromagneten, Transformatoren, Drehspulen- und Saitengalvanometer, Gleichstrommotor, Unipolarmaschinen, Steighöhenmethode und Nutenanker. Naturgemäß stellt die große Konzentration des Stoffes und die knappe, rasch vorwärtsschreitende Darstellung einige Anforderungen an die Aufmerksamkeit des Lesers. Die Gliederung des Stoffes ist jedoch so übersichtlich, und die Erläuterungen sind so sorgfältig ausgeführt, daß eine wirkliche Schwierigkeit in der Verfolgung der Darstellung kaum entstehen wird.

Das dritte Kapitel behandelt *das quasistationäre elektromagnetische Feld*. Wiederum sind (im Anschluß an die sorgfältige Besprechung der Theorie) den Grundlagen der technischen Anwendungen knappe, aber inhaltreiche Ausführungen gewidmet. Der zum Teil schon in Kapitel II besprochene Transformator wird weiter untersucht; Generatoren und Motoren für Gleichstrom, Wechselstrom, Kurzschlußanker und Kondensatorkreise werden betrachtet. Ein besonderer, den Meßmethoden und Maßsystemen gewidmeter Paragraph berichtet über vergleichende und absolute Messungen, Normalen, Eisenuntersuchung, absolute Maßsysteme und technisches Maßsystem. Endlich beschäftigt sich der letzte Paragraph des Kapitels ausführlich mit der Stromverdrängung (Hautwirkung).

Es folgt ein Kapitel über *die Ausbreitung des Feldes*. Zunächst werden die allgemeinen MAXWELLschen Gleichungen und der POYNTINGsche Satz gebracht; dann wird die Ausbreitung im homogenen Medium untersucht (POISSONsche, FOURIERsche Lösung; HUYGENSsches Prinzip (KIRCHHOFF); HERTZsche Funktion; ebene Wellen). Die folgenden Paragraphen behandeln stehenden Wellen, Reflexion und Brechung, Ausbreitung an Kabeln usw. Da die erläuterten speziellen Gesetze entsprechend dem historischen Gange der Entwicklung sämtlich aus den MAXWELLschen Gleichungen deduziert sind, wird nachträglich in einem besonderen Paragraphen der Zusammenhang mit der Erfahrung hergestellt; die wesentlichsten experimentellen Ergebnisse von HERTZ werden bezeichnet; und vor allem wird in sehr schöner Weise der Übergang von der elastischen Lichttheorie zur elektromagnetischen entwickelt. Der letzte Paragraph bespricht die Erfolge und Mißerfolge der HERTZschen Elektrodynamik bewegter Körper.

Endlich berichtet das fünfte Kapitel von der *weiteren Entwicklung der Maxwellschen Theorie*, von der LORENTZschen Theorie, welche die Schwierigkeiten der HERTZschen Elektrodynamik aufzulösen suchte, von den Elektronen und von dem allmählichen Übergang der LORENTZschen Theorie in die Relativitätstheorie. Im Vordergrund der Betrachtung steht — ganz entsprechend dem allgemeinen Charakter des Buches — der Zusammenhang mit der experimentellen Erfahrung und die logische Zwangsläufigkeit in der historischen Entwicklung der Theorie. Demgegenüber hat der Verfasser alle formal-theoretischen Dinge ganz zurücktreten lassen; und dies ist mit so überraschender Folgerichtigkeit durchgeführt, daß die tensorielle Schreibweise und überhaupt die Möglichkeit einer vierdimensional-symmetrischen Darstellung der relativistischen Elektrodynamik nicht einmal *erwähnt* worden ist.

Es wird deshalb derjenige Leser, der die Theorie in irgend einem Sinne *um ihrer selbst willen* studieren möchte, von diesem Buche nicht in allen Punkten befriedigt werden. Um so wertvoller wird es dem experimentierenden Physiker und auch dem Techniker sein, der sich über die exakten theoretischen Grundlagen seiner Meßmethoden und seiner Apparate oder Maschinen unterrichten will. Umgekehrt wird es dem Theoretiker von großem Nutzen sein, wenn er sich über das Eingehen der Theorie in die Meßmethodik und in die Prinzipien der technischen Anwendungen unterrichten will.

Man darf wohl sagen, daß das Zusammenwirken von Forschung und Technik auf kaum einem anderen Gebiet zu solchen Triumphen geführt hat, wie in der theoretischen und technischen Beherrschung der Elektrizität. Davon vermittelt das Buch einen lebendigen Eindruck. P. JORDAN, z. Zt. Kopenhagen.

TOLMANN, R., **Statistical Mechanics with Applications to Physics and Chemistry.** (Aus der Sammlung: American Chemical Society Monograph Series.) New York: Chemical Catalog Company 1927. 334 S. 15×23 cm.

Wenn ein Verfasser es unternimmt, die wichtigsten Tatsachen und Zusammenhänge eines so ausgedehnten Gebietes, wie es die statistische Mechanik mit ihrer Anwendung in Physik und Chemie darstellt, in einem Buche von nicht zu großem Umfange zusammenzufassen, so wird man ihm notwendigerweise eine weitgehende Freiheit in der *Auswahl des Stoffes* zubilligen müssen. Das vorliegende Werk geht *nicht* ein auf verschiedene Dinge von mehr theoretischer Natur: z. B. auf alle mit der Gasentartung zusammenhängenden Fragen, die ja in letzter Zeit Gegenstand so vieler Untersuchungen gewesen ist; oder auf die mathematischen Methoden der Quantenstatistik, wie sie z. B. von DARWIN und FOWLER entwickelt sind; oder auf die Wahrscheinlichkeitsgesetze allgemeinerer Wechselwirkungen von Licht und materiellen Partikeln, wie sie vor einigen Jahren z. B. von PAULI (COMPTON-Effekt), von EINSTEIN und EHRENFEST und in einer (leider wenig bekannten) Arbeit von DIRAC entwickelt wurden. Andere Dinge, wie die Wirkung äußerer Felder auf Gase (Dielektrizität; LANGEVINsche Formel usw.), die Theorie der starken Elektrolyte, und die Statistik der Schwankungen, konnten nur anhangsweise kurz berührt werden.

Auf der anderen Seite enthält das Buch einen ausführlichen Bericht über alles dasjenige, was für die *praktischen Anwendungen* in der Physik und besonders in der Chemie von Wichtigkeit ist; und ferner eine Erörterung der grundsätzlichen Fragen der Statistik, sowie erfreulicherweise auch eine eingehende Berücksichtigung der *klassischen* Statistik und ihrer Beziehungen zur Quantentheorie.

Der Abschnitt über die klassische statistische Mechanik enthält ein Kapitel, in welchem die LAGRANGEsche und die kanonische Form der Bewegungsgleichungen erläutert ist, was gewiß sehr dazu beitragen wird, dem vorausgesetzten Leserkreis das Studium des Buches zu erleichtern. Im übrigen bringt dieser Abschnitt die allgemeinen Grundlagen der klassischen Statistik, die Ableitung der MAXWELL-BOLTZMANNschen Verteilung und ihre Beziehungen zum Gleichverteilungssatz und zur spezifischen Wärme. Der Verfasser weist hier daraufhin, daß der gewöhnliche

Gleichverteilungssatz als Spezialfall eines allgemeineren Satzes:

$$\overline{q_k \frac{\partial \varepsilon}{\partial q_k}} = \overline{p_k \frac{\partial \varepsilon}{\partial p_k}} = k\,T$$

angesehen werden kann; dieser allgemeinere Satz wird auf verschiedene Beispiele angewandt (z. B. auf die *relativistische* Gastheorie; die Arbeit von JÜTTNER, in der dieses Problem schon vor langer Zeit vollständig erledigt wurde, ist offenbar dem Verfasser nicht bekannt).

Der zweite Abschnitt, der die Einführung der Quantentheorie in die Statistik behandelt, beginnt mit einem Kapitel, das über die Grundannahmen der Quantentheorie berichtet. Durch den Zeitpunkt, in welchem das Buch geschrieben wurde, ist dem Verfasser in diesem Kapitel seine Aufgabe nicht gerade leicht gemacht worden. Man darf jedoch sagen, daß sie in einer in Rücksicht auf den inneren Zusammenhang des Buches durchaus glücklichen Weise gelöst worden ist: der Verfasser begnügt sich naturgemäß damit, den Stand der Dinge vor der Begründung der Quantenmechanik zu erläutern; indem er sich hierbei auf die grundsätzlichen Punkte der BOHRschen Theorie beschränkt — stationäre Zustände, Quantensprünge, Korrespondenzprinzip und asymptotischer Anschluß an die klassische Theorie — bringt er eben dasjenige, was durch die Quantenmechanik nicht umgestoßen, sondern im Gegenteil bestätigt und quantitativ ausgebaut ist. Die weiteren Kapitel behandeln die allgemeine Statistik gequantelter Systeme und die Anwendungen auf die spezifische Wärme von Gasen und von festen Körpern, auf Gasgleichgewichte und auf die Ableitung der PLANCKschen Formel. Ferner enthält dieser Abschnitt ein Kapitel über den Dampfdruck von Krystallen und amorphen Festkörpern bei tiefen Temperaturen, das eine Einführung in ein sehr interessantes, von amerikanischen Verfassern erschlossenes Erscheinungsgebiet gibt.

Der folgende Abschnitt ist den Wahrscheinlichkeiten der atomaren Quantenprozesse gewidmet. Das erste, ziemlich lange Kapitel beschäftigt sich mit abstrakten Betrachtungen über die *Definition der inversen Prozesse* und einige damit zusammenhängende Fragen. Der Verfasser hat sich bemüht, diese in der Tat oft sehr flüchtig und verschiedentlich unrichtig behandelten Fragen wirklich vollständig aufzuklären. Die gegebene Darstellung scheint jedoch unnötig kompliziert und auch nicht ganz befriedigend. Die Verhältnisse mögen erläutert werden am Beispiel des COMPTON-Effekts. Es seien

$$\Gamma_1,\ G_1;\ \Gamma_2,\ G_2 \qquad \text{(a)}$$

die Impulsvektoren der Lichtquanten (Γ) und des freien Elektrons (G) vor (1) und nach (2) dem Zusammenstoß. Als *inverser* Prozeß im Sinne der Statistik muß dann derjenige bezeichnet werhen, bei dem die analogen Größen gerade

$$\Gamma_2,\ G_2;\ \Gamma_1,\ G_1 \qquad \text{(b)}$$

sind: dies ist offenbar derjenige Prozeß, der im Falle des Gleichgewichtes ebenso häufig vorkommen muß, wie (a). Nun ist aber der Prozeß (b) häufig mit der *zeitlichen Umkehrung* von (a) verwechselt worden, die offenbar durch

$$-\Gamma_2,\ -G_2;\ -\Gamma_1,\ -G_1 \qquad \text{(c)}$$

zu bezeichnen ist. Diese zeitliche Umkehrung ist im Spezialfalle de COMPTON-Effekts dasjenige, was TOLMAN allgemein als *„reverse"* Prozesse bezeichnet; er vertritt die Ansicht, daß diese *„reverse"* Prozesse das wesentliche in den statistischen Betrachtungen seien. Das ist jedoch nicht der Fall: Zur Erhaltung des Gleichgewichtes ist *nicht* gleiche Häufigkeit der Prozesse (a) und (c), sondern eben der Prozesse (a) und (b) nötig. Daß überhaupt die Zuordnung des Prozesses (c) zu (a) nicht physikalisch sinnvoll ist, erhellt auch daraus, daß diese Zuordnung nicht relativistisch invariant ist, sondern *vom benutzten Koordinatensystem abhängt*. Und endlich haben EINSTEIN und EHRENFEST darauf hingewiesen, daß „reverse" Prozesse in dem allgemeinen von TOLMAN gebrauchten Sinne physikalisch gar nicht existieren, sobald irgendwelche magnetische Kräfte mitwirken — streng genommen also überhaupt in *keinem Falle*.

Im Anschluß an die Besprechung der EINSTEINschen Absorptions- und Emissionswahrscheinlichkeiten werden auch die Möglichkeit der Bestimmung von Übergangswahrscheinlichkeiten und Lebensdauer aus Absorptionsmessungen und einige diesbezügliche Ergebnisse besprochen. Das nächste Kapitel beschäftigt sich mit Stößen erster und zweiter Art; in erfreulich klarer und einfacher Darstellung werden die theoretisch zu begründenden Schlüsse erläutert und einige Angaben über experimentelle Messungen gebracht.

Als der wichtigste Abschnitt des Buches darf der nunmehr folgende über die physikalisch-chemischen *Reaktionsgeschwindigkeiten* angesehen werden. Er liefert ein sehr eindrucksvolles Bild von der Tragweite und Fruchtbarkeit der Anwendung quantentheoretischer Ergebnisse auf die Probleme der chemischen Reaktionskinetik. Die hier gegebene zusammenfassende Darstellung dieses Gebietes, das noch so reiche Entwicklungsmöglichkeiten in sich birgt, wird gewiß auf viele dankbare Leser rechnen können, zumal der Verfasser selbst lebhaft an den hier behandelten Fragen mitgearbeitet hat. Das erste Kapitel dieses Abschnittes betrachtet die theoretische Bedeutung der Reaktionsgeschwindigkeiten im Zusammenhang mit den BOLTZMANNschen H-Theorem; der Verfasser zeigt hier auch, wie man das H-Theorem so erweitern kann, daß es die Strahlung mit umfaßt. Das nächste, umfangsreiche Kapitel behandelt die Geschwindigkeiten verschiedener physikalischer Prozesse, die zusammenfassend als *Transportphänomene* bezeichnet werden können, und die wesentlich durch die freie Weglänge der Moleküle bestimmt werden. Die folgenden zwei Kapitel beschäftigen sich sodann ausführlich mit den mannigfaltigen Problemen der eigentlichen *chemischen* Reaktionsgeschwindigkeiten. Ob freilich die *unimolekularen* Reaktionen dasjenige Interesse verdienen, das ihnen der Verfasser zubilligen möchte, oder ob im Gegenteil diejenigen Physiker recht behalten werden, die in radikaler Weise die Existenz jedweder unimolekularen Reaktion leugnen wollen, wird erst die Zukunft sicher entscheiden können. Ein besonderes Kapitel ist noch den *photochemischen* Reaktionen gewidmet.

Ein kurzer Schlußabschnitt nimmt endlich einige mehr theoretische Angelegenheiten wieder auf und und erläutert vor allem die Beziehungen zwischen Statistik und allgemeiner Thermodynamik, insbesondere die GIBBSschen Analogien.

P. JORDAN, z. Zt. Kopenhagen.

Herausgeber und verantwortlicher Schriftleiter: Dr.-Ing. e. h. DR. ARNOLD BERLINER, Berlin W 9.
Verlag von Julius Springer in Berlin W 9. — Druck der Spamerschen Buchdruckerei in Leipzig.